PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 18 — 15. September 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 20 am 1. Oktober 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

F. Ehrenhaft, An der Grenze physikalischer Beobachtungsmöglichkeit. S. 673.

A. Maior, Über Strahlung im Gravitationsfelde. S. 683.

C. T. Zahn, Die elektrischen Momente von Aceton, Acetaldehyd, Acetylchlorid, Chloraceton und Chloracetylchlorid. S. 686.

L. Bewilogua, Über die Streuung von Röntgen- und Kathodenstrahlen an freien Molekülen. S. 688.

J. Sahánek, Die Erzeugung Hertzscher Wellen mittels Dioden. (Vorläufige Mitteilung.) S. 693.

Besprechungen:

H. v. Mangoldt's Einführung in die höhere Mathematik für Studierende und zum Selbststudium. S. 704.

H. Junghanns, Der Piano- und Flügelbau. S. 704.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. S. 704.

Personalien. S. 704.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

An der Grenze physikalischer Beobachtungsmöglichkeit[1]).

Von Felix Ehrenhaft.

I. Gewichts- und Ladungsbestimmung einzelner submikroskopischer Körper.

Ich will heute das Gewicht der kleinsten Kugel bestimmen, die ich mit meinen Sinnen gerade noch wahrnehmen kann und diese gleichsam vor Ihnen auswägen. Bei einer großen Kugel ist dies ein einfaches Problem. Sehr schwierig wird es für eine Kugel an der Grenze der optischen Sichtbarkeit. Aber das Problem kann für eine Kugel von $1-2\cdot10^{-5}$ cm Radius noch durchgeführt werden. Es ergibt sich, daß man auf diese Weise noch ein Gewicht von 10^{-13} g auswägen kann, also zehnmillionenmal kleinere Gewichte bestimmen kann als mit der feinsten Waage. Mit diesem Gewichte kann ich andere verschiedenartige physikalische Kräfte vergleichen und so wichtige Schlüsse ziehen.

Alle strenge Wissenschaft beruht a) auf unmittelbarer Beobachtung und b) auf den Schlüssen, welche aus diesen Beobachtungen gezogen werden. Es ist von der größten Wichtigkeit für das physikalische Denken, daß diese beiden Dinge immer logisch streng auseinandergehalten und nicht miteinander vermischt werden.

1. So ist die Beobachtung einer bewegten Quecksilberkugel und deren schließlicher Niederfall auf eine Platte eine kontinuierliche Folge von Wahrnehmungen.

Vergleicht man hiermit erkenntniskritisch die Bahn einer sogenannten α-Partikel, so muß ich mir eingestehen, daß das, was ich wirklich wahrnehme, gar nichts von einer Partikel an sich hat, daß die Existenz einer solchen Partikel vielmehr durch eine lange Kette von logischen Schlüssen und schwierigen Überlegungen erschlossen wird. Bei der α-Partikel z. B. aus ganz anders gearteten Erscheinungen, aus der Beobachtung von Nebelstreifen und dem Aufblitzen auf einem Schirm. Ein zweites Beispiel:

2. Wenn der Astronom von einem Planetensystem spricht, so tut er das auf Grund von sinnlichen Wahrnehmungen, welche er in lückenloser Folge durch viele Jahre fortgesetzt hatte. In jedem von ihm gewählten Augenblick war er imstande, die Körper seines Planetensystems unmittelbar zu beobachten und so das Kreisen der Planeten um den Zentralkörper festzustellen.

Wie steht es bei dem Kreisen der sogenannten Elektronen um ihren zentralen Kern? Was ist hier wirklich unmittelbar wahrgenommen worden? Nichts von den bewegten Teilchen; was vielmehr beobachtet wurde, sind Erscheinungen, welche auf den ersten Blick mit der Bewegung von Körpern gar nichts zu tun haben. Alles übrige, was zum Atommodell

1) Vortrag, gehalten am 26. April 1932 in dem Vortragszyklus der Wiener Chemisch-Physikalischen Gesellschaft, dessen Erträgnis dem Fonds zur Errichtung eines Grabdenkmals auf dem Ehrengrabe Ludwig Boltzmanns zufiel.

Vgl. hierzu meine Vorträge über die Physik submikroskopischer Körper; Physik. Zeitschr. **11**, 940, 1910; **18**, 352, 1917; **21**, 675, 1920; **27**, 859, 1926; **31**, 478, 1930.

Vgl. auch: F. Ehrenhaft, „Charges électriques inférieures à celle de l'électron". Congrès international d'électricité, Paris 1932, 1ère section. Nr. O—C.

geführt, ist eine lange Kette von Schlüssen. Und heutzutage kann man nicht einmal mehr vom Kreisen der Elektronen um den Kern sprechen, sondern höchstens davon, daß das Elektron sich irgendwo in der Nähe des Kerns, genau nicht bestimmbar wo, befinde.

3. Bei der Brownschen Bewegung kann man unter dem Mikroskop das andauernde Zittern des beobachteten Teilchens jederzeit wahrnehmen. Hingegen ist es noch niemandem gelungen, jene hypothetische Molekularbewegung unmittelbar wahrzunehmen, welche als die Ursache der Brownschen Bewegung und des Gasdruckes betrachtet wird.

4. Ich zeige Ihnen eine Quecksilberkugel von unwahrscheinlicher Kleinheit; sie ist kugelrund und stahlglänzend, glatt an der Oberfläche. Wenn sie im Raume schwebt, weist sie die idealste Kugelgestalt auf, die man überhaupt erzeugen kann.

Im Gegensatz zu dieser rein beobachteten Erscheinung denke ich mir ein Molekül von Oktaedergestalt oder Hantelform, wie solche von den Chemikern aus der Stereochemie oder den Physikern aus den Trägheitsmomenten der Moleküle aus den Bandenspektren errechnet worden sind.

Von diesen vier als Gegensatzpaaren aufgestellten physikalischen Typen: Bahn eines Quecksilbertropfens versus α-Partikel, Kreisen der Planeten versus Elektronenbahnen, Brownsche Bewegung in Gasen versus Molekularbewegung, Gestalt einer Quecksilberkugel versus Gestalt eines Moleküls, verdienen nur die vier vorderen Glieder die Bezeichnung der unmittelbaren Evidenz im buchstäblichen Sinne, während die andern Glieder der vier Versuspaare mehr oder weniger logisch mittelbar erschlossen werden. Allerdings ist es klar, daß man auch für die vorderen Glieder logische Schlüsse und auch Instrumente braucht, aber kein Mensch wird zweifeln, daß in diesem Falle diese Schlüsse einen ungleich größeren Grad von Direktheit haben.

Ich will mich nun heute lediglich mit Beobachtungen befassen, die wenigstens für mich jenen hohen Grad der Evidenz haben, wie die erstgenannten Beobachtungsbeispiele, und mich darauf beschränken, das Gewicht mg der kleinsten Kugel zu bestimmen, das man noch bestimmen kann. Die Erzeugung solcher Probekörper ist Ihnen längst aus meinen Arbeiten bekannt. Ich kann sie herstellen, indem man im reinsten Stickstoffgase durch den elektrischen Strom Edelmetalle verdampft. Ich kann sie schließlich durch rein mechanisches Zerspritzen erzeugen, z. B. Quecksilberteilchen, die durch einen Zerbläser zerblasen werden, oder ich will die molare Substanz erwärmen, der Dampf kondensiert im Gase und bildet dort kleine Teilchen der Größenordnung 10^{-5} cm. Solche kleine Teilchen kann ich auf eine Glasplatte niederschlagen und mit hochaperturigem Mikroskop mikroskopieren, oder ich kann sie auf Quarz niederschlagen und eine Mikrophotographie mit ultraviolettem Lichte machen[1]). Bekanntlich werden dann alle Teilchen, deren Durchmesser größer ist als die Wellenlänge des beobachteten Lichtes geteilt durch die Apertur des Mikroskopes, in ihren Konturen richtig abgebildet. Ich sehe also die Form des Teilchens insolange richtig, als jede Dimension des Körperchens größer ist als die Wellenlänge geteilt durch die Apertur. Ist eine Dimension des Teilchens kleiner, dann kann man nicht mehr behaupten, daß ich ein formgetreues Abbild des Teilchens bekomme. Es würde also beispielsweise in diesem Sinne ein Teilchen, das in einer Dimension kleiner ist als die Wellenlänge geteilt durch die Apertur auch als kreisförmiges Scheibchen abgebildet werden. Wenn ich aber auch eine größere Kugel vor mir habe, die in ihren Dimensionen die Distanz zweier Punkte, die man mit dem Mikroskop noch auflösen kann, wesentlich überschreitet, so kann ich mit dem Mikroskop zunächst nichts über die Oberfläche dieses Teilchens aussagen. Die Oberfläche dieses Teilchens kann, selbst wenn mir die Goldkugel im hellen Sonnenstrahl goldgelb erscheint oder der Quecksilbertropfen silbern erscheint, mit feinen Haaren belegt sein, ohne daß ich einen Aufschluß darüber durch das Mikroskop erhielte. Es tritt also an mich unmittelbar die Frage heran, wie ein solcher Probekörper wohl ausschauen könnte, wenn ich meine Phantasie

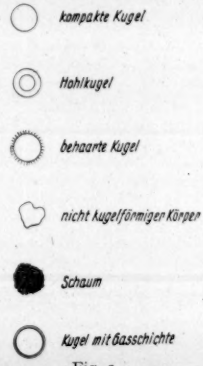


Fig. 1.

1) F. Ehrenhaft u. E. Wasser, Phil. Mag. Ser. 7, **2**, 30, 1926.

zügellos schweifen ließe. Ich will also zunächst mikroskopische und submikroskopische Probekörper der Größenordnung 10^{-6} bis $1 \cdot 10^{-4}$ cm betrachten. Wie könnten diese beschaffen sein, gleichgültig, ob es Gold-, Silber-, Öl- oder Quecksilbertropfen sind? Diese Körper gleichen Gewichtes könnten kompakte Kugeln, sie könnten ein Schaum sein, sie könnten behaarte Kugeln oder unregelmäßige kompakte Körper sein. Schließlich könnten sie Kugeln sein, welche von einer Gasschicht umgeben sind. All das ist denkbar (Fig. 1). Meine persönliche Überzeugung ist die von Leibniz. Leibniz sagt:

„Es gibt keine zwei ununterscheidbare Einzeldinge. Ein mir befreundeter, geistvoller Edelmann, mit dem ich mich im Parke von Herrnhausen in Gegenwart ihrer Hoheit der Kurfürstin unterhielt, meinte, er könne wohl zwei vollkommen ähnliche Blätter finden. Die Kurfürstin bestritt dies, und er gab sich nun lange vergeblich Mühe damit, sie zu suchen. Zwei Tropfen Wasser oder Milch erweisen sich, durch das Mikroskop betrachtet, als unterscheidbar. Es ist dies ein Beweisgrund gegen die Atome, die ebenso wie das Leere den Prinzipien der wahren Metaphysik widerstreiten." (Leibniz, viertes Schreiben an Clarke, 1715.)

Ich spreche hier vom principium identitatis indiscernibilium. Wenn ich behaupte, daß es auf der ganzen Welt nicht zwei ganz gleiche elektrische Ladungen gibt, so wäre es bei meinem wissenschaftlichen Standpunkt sehr inkonsequent, wenn ich behaupten wollte, es gebe auf der Welt zwei ganz gleiche Pflaumen und zwei ganz gleiche Goldkugeln. Das gibt es bestimmt nicht. Aber ich will nun beweisen, daß es Goldkörper gibt, die von derselben Größenordnung annähernd gleich geformt, gleich beschaffen sind, und zwar derart, daß sie weitgehendste mechanische Gleichartigkeit zeigen. Ebenso will ich Ihnen beweisen, daß es solche Silberkugeln gibt, die mechanisch gleichartig sind, und so fort und aus dieser Tatsache will ich dann eine Reihe von Schlüssen ziehen, die, obwohl sie an der Grenze physikalischer Beobachtungsmöglichkeit gewonnen wurden, feststehen und daher sehr wichtig werden. Um das Gewicht einer solchen Kugel, die gerade noch sichtbar gemacht werden kann, zu bestimmen, können wir aber keine Waage verwenden; denn die empfindlichste Waage ist noch hundertmillionenmal zu unempfindlich. Aber auch wenn ich die Kugel mit dem Mikroskop ausmesse, wird das Resultat sehr ungenau. Es gibt ein noch einfacheres Verfahren, das in meinem Institute in zwei Jahrzehnten ausgebildet wurde, die Größe und das Gewicht solch einer einzelnen Kugel aus der stationären Fallgeschwindigkeit im widerstehenden Mittel zu bestimmen. Um dies zu erörtern, beginne ich mit einem Versuch in einer reibenden Flüssigkeit.

Ich projiziere hier kleine, gleich große Kugeln mit einem Radius von zirka 1,4 mm aus Gold, Silber, Blei und Zinn. Wie Sie sehen, fallen diese in einem dicken Glyzerinöl unter Einwirkung der Erdschwere mit gleichförmiger Geschwindigkeit herab. Die Goldkugel am raschesten, die Zinnkugel am langsamsten. Die Geschwindigkeit v ist der auf die Kugel wirkenden Kraft proportional.

$$v = p \cdot B, \qquad p = mg = \frac{4\pi}{3} a^3 \sigma g.$$

Die Proportionalitätskonstante B nennt man die Beweglichkeit. Die Beweglichkeit B einer Kugel ist eine wohlbekannte Größe. Sie ist in Flüssigkeiten von Stokes berechnet, wobei angenommen ist, daß die Flüssigkeit auf der Oberfläche der Kugel vollständig haftet.

$$B = \frac{1}{6\pi\mu a}.$$

Die Beweglichkeit ist also bei allen diesen Kugeln die gleiche und die Fallgeschwindigkeit der Dichte proportional. Ich kann also bei einer derartigen Kugel ohne weiteres aus der gemessenen Fallgeschwindigkeit bei bekannter Dichte des Goldes die Größe der Kugel und damit das Gewicht derselben erschließen. Es ergibt sich:

$$a = \sqrt{\frac{9}{2}\frac{\mu}{\sigma g} v_{St}}\ ^{1})$$

$$mg = 6\pi \sqrt{\frac{9}{2}\frac{\mu^3}{\sigma g} v_{St}^3}.$$

Nun folgt ein zweiter Versuch. Ich nehme Körper gleichen Gewichtes mg so wie ich sie in Fig. 1 gezeigt habe, und zwar eine kompakte Zinnkugel, eine behaarte Zinnkugel, eine Hohlkugel aus Zinn, einen nichtkugelförmigen Körper aus Zinn und einen Zinnschaum. Sie alle haben gleiches Gewicht. Ich lasse sie nun in Glyzerin fallen. Am raschesten fällt die kompakte Zinnkugel. Sie hat die größte Beweglichkeit. Alle anderen haben eine kleinere Beweglichkeit. Man sieht dies deutlich im direkten Versuch. Ich definiere nun als hydrodynamischen Radius a_h irgendeines Körpers den Radius jener Kugel, die die gleiche Beweglichkeit und als Massenradius a_m den Radius jener kompakten Kugel aus demselben Material, die die gleiche Masse hat. Bei dem beweglichsten Körper, der kompakten Kugel, stimmt also der Massenradius mit dem

1) v_{St} bedeutet die auf Grund des Stokesschen Gesetzes sich ergebende Fallgeschwindigkeit (Stokessche Geschwindigkeit).

Radius, der bei der Bewegung wirksam wird, dem hydrodynamischen Radius überein. Nicht so ist es, wenn der Körper von der Kugel abweicht, er hat dann eine kleinere Beweglichkeit. Man kann sich nun jeden beliebigen Körper durch eine kompakte Kugel gleichen Gewichtes, aber kleinerer Dichte σ ersetzt denken, deren Radius gleich ist dem hydrodynamischen Radius des unregelmäßigen Körpers. Die hier eingeführte Dichte σ sei im folgenden kurz als mittlere Dichte des Probekörpers bezeichnet. Es gilt also die Beziehung

$$v_{st} = \frac{4\pi}{3} a_m^3 \sigma g \cdot \frac{1}{6\pi\mu a_h} = \frac{2}{9} \frac{a_h^2 \sigma g}{\mu}.$$

Für die Kugel ist: $a_h = a_m$ und $\sigma = \sigma$, für alle übrigen Körper ist der hydrodynamische Radius größer als der Massenradius und die mittlere Dichte kleiner als die Dichte des molaren Materials.

Ich glaube, daß ich durch diesen Versuch in der Flüssigkeit nun ganz klar erörtern kann, was sich an mikroskopischen und submikroskopischen Körpern im Gase ereignen kann. Auch diese können, wenn sie von der kompakten Kugel abweichen, nur Formtypen der gezeigten Art und deren Kombinationen aufweisen. Nach meiner Methode kann man bekanntlich einen solchen mikroskopischen oder submikroskopischen Körper von der Seite beleuchten und in einer Kammer von vorne mit dem Miskroskop beobachten. Man kann seine Bewegung verfolgen, seine Geschwindigkeit messen und als Hilfsbeobachtung die Intensität und Farbe des Streulichtes feststellen. Ich messe nun die Fallgeschwindigkeit desselben Probekörpers bei Atmosphärendruck und dann, das Gas um den Probekörper sukzessive wegpumpend, die Fallgeschwindigkeit bei niedrigen Gasdrucken bis zu ein Zehntel Atmosphäre; man stellt fest, daß die Geschwindigkeit bei Atmosphärendruck eine kleinere ist als bei kleineren Gasdrucken. Also ergibt sich, daß bei diesem Versuch das Stokessche Gesetz nicht gilt. Man hat diese Tatsache so gedeutet, daß das Gas an der Oberfläche der Kugel nicht wie die Flüssigkeit vollständig haftet, sondern sich zum Teil verschiebt, also gleitet. Ich registriere die Beobachtung in einer Kurve, in der ich die direkten Messungen auftrage, und zwar die Fallgeschwindigkeit als Funktion des Druckes. Statt daß ich aber den Druck auftrage, trage ich die für jedes Gas dem Druck umgekehrt proportionale mittlere freie Weglänge auf. Man sieht aus der Kurve, daß bei kleineren Drucken der Probekörper rascher fällt. Gälte also das Stokessche Gesetz, so wäre dies nicht möglich, weil die innere Reibung der Gase in diesem Gebiet vom Druck unabhängig ist. Ich bin also nicht im Stokesschen Gebiet. Man hat nun versucht, aus solchen Beobachtungen auf das Stokessche Gebiet zu extrapolieren und insbesondere durch theoretische Überlegungen diese Kluft zu überbrücken. Doch die Theorie ist auf diesem Gebiet noch unvollkommen. Denn man kann wohl die Beweglichkeit berechnen und mit den übrigen theoretischen Gesetzen der Physik in Einklang bringen, wenn die mittlere freie Weglänge sehr klein oder sehr groß ist gegen den Radius des Kügelchens. Im ersteren Falle gilt das sogenannte Stokes-Cunninghamsche Gesetz $B = \frac{1}{6\pi\mu a}\left(1 + A\,\frac{l}{a}\right)$, im zweiten Falle ein Gesetz, in welchem die Beweglichkeit der zweiten Potenz des Radius und dem Druck umgekehrt proportional ist: $B = \frac{(A+D)l}{6\pi\mu a^2}$. Gerade für den interessanten Fall, der bei den Experimenten bisher meist vorlag, daß die Kügelchen von der Größenordnung der mittleren freien Weglänge sind, gibt es keine theoretische Ableitung. Man hat sich mit empirischen Formeln geholfen; eine solche haben z. B. Knudsen und Weber aus der Dämpfung von Schwingungen ca. 8 mm großer Glaskugeln gewonnen. Diesen Umstand hat insbesondere in der Diskussionsbemerkung auf dem Internationalen Physikerkongreß in Como der seither verstorbene Physiker Hendrik Antoon Lorentz in Hinblick auf meine Arbeiten besprochen; es ist also klar, daß wir uns in ein Gebiet begeben sollen, in dem die Anlehnung an die Theorie möglich ist. Also in ein Gebiet, in dem die mittlere freie Weglänge sehr klein ist gegen den Radius des Probekörpers. Dies ist uns nun neuerdings durch Versuche bei sehr hohem Druck gelungen. Es gelingt vermittelst eines Kondensators, der im Prinzip so gebaut ist, wie mein Kondensator aus dem Jahre 1920[1]), bei welchem man durch symmetrisches Einlassen des Gases den Probekörper an derselben Stelle halten konnte. Für den hohen Druck wurde dieser Kondensator durch einen Kunstgriff geeignet gemacht, indem ein Glasröhrchen, das den Kondensator umschließt, in Metall eingelötet wird, so daß derselbe unter hohen Druck gesetzt werden kann. So kann derselbe Probekörper bei zunehmendem Gasdruck bis 25 Atmosphären beobachtet werden und überdies bei abnehmendem Gasdruck bis $^1/_{10}$ Atmosphären. Fig. 2[2]) zeigt eine Skizze dieses Kondensators, in den man reines Gas aus einem Druckkessel hineindrücken kann, wobei man den Probekörper nicht aus dem Auge verliert. Fig. 3 zeigt ein Lichtbild des Kondensators.

1) F. Ehrenhaft und D. Konstantinowsky, Ann. d. Phys. **63**, 773, 1920.

2) Fig. 2 etwa $^1/_2$, Fig. 3 $^1/_4$, Fig. 4 und 5 etwa $^1/_{25}$ der natürlichen Größe.

Fig. 4 ein solches der ganzen Anordnung, und in Fig. 5 sind die Manometer wiedergegeben. So gelingt es, die Fallgeschwindigkeit dieses Probekörpers bei Atmosphärendruck zu beobachten, sukzessive auszupumpen bis zu $^1/_{10}$ Atmosphäre, sodann das Gas wieder einzulassen bis zum Atmosphärendruck, sodann über den Atmosphärendruck hinausgehend den Gasdruck bis zu 20 Atmosphären zu erhöhen, dann das

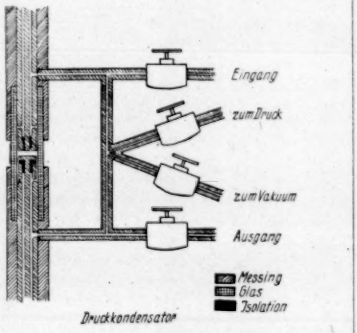


Fig. 2.

Gas wieder auszupumpen und den Versuch beliebig oft an demselben Probekörper zu wiederholen. Ich bemerke, daß die Messung der Steig- und Fallgeschwindigkeit desselben submikroskopischen Probekörpers bei verschiedenen tiefen und hohen Gasdrucken, da man bei jedem Gasdruck etwa 20 Fall- und Steiggeschwindigkeiten messen muß, einen ganzen Tag dauert, da ins-

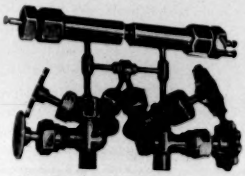


Fig. 3.

besondere bei Druckänderung der Druckausgleich abgewartet werden muß. Drei geschickte Beobachter wechseln in ihrer Arbeit ab[1]). Ich zeige Ihnen hier nunmehr die Kurven von Probekörpern aus Gold und Probekörpern aus Silber, wobei Sie aus der Bezeichnung der Punkte ersehen, daß der Vorgang sich vollkommen reversibel abspielt (Fig. 6, 7). Das Gas verschwindet um den Probekörper, das Gas kommt wieder. Man muß bei diesen Versuchen sehr genau auf volle Strömungsfreiheit und voll-

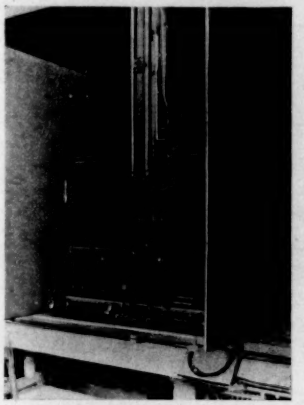


Fig. 4.

kommene Dichtheit des Kondensators achten; es ist dabei sehr schwer, einen so kleinen Raum, der mit vier Ventilen abgeschlossen ist, vollkommen dicht zu halten.

Fig. 5.

Jetzt bin ich aber bei den hohen Drucken bis in jenes Gebiet vorgedrungen, in dem die Fallgeschwindigkeit sich mit dem Gasdruck nur mehr ganz wenig ändert. Der Abschnitt dieser Kurve auf der Ordinatenachse ist die langgesuchte Stokessche Geschwindigkeit. Nehmen wir nun ein Quecksilber- oder Öltröpfchen und betrachten dasselbe. Kein Lindenblatt gleicht dem anderen so, wie eine Ölkugel der anderen oder ein Quecksilbertröpfchen dem anderen.

[1]) Bei diesen Versuchen haben meine Schüler Dr. Erika Wilflinger, Dr. Alfred Lustig, Dr. Ernst Reeger und Dr. Paul Selner mitgewirkt.

Wenn Sie an mich das Problem stellen, die exakteste Kugel zu machen, dann werde ich ein Quecksilbertröpfchen durch Verdampfung im Gasraum herstellen oder werde Quecksilber im Gasstrom zerreißen. Das im Gase schwebende

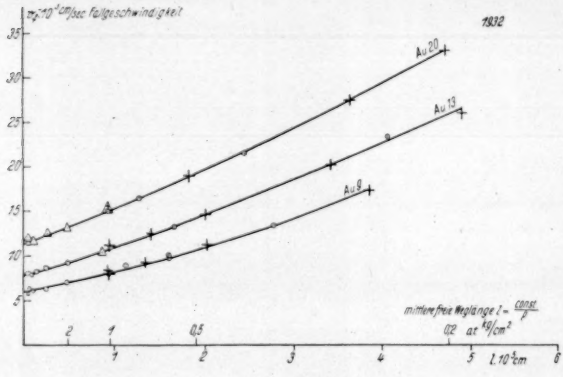


Fig. 6.

Tröpfchen ist eine exakte Kugel. Schon Goethe hat dies am 11. März des Jahres 1781 der Frau von Stein mit den Worten gesagt: „Die Gräfin Werthern weiß die Welt zu behandeln. Sie ist

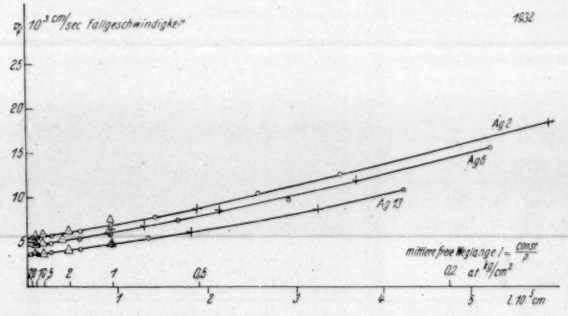


Fig. 7.

wie Quecksilber, das sich in einem Augenblick tausendfach teilt und wieder in eine Kugel zusammenläuft."

Für Tropfen bekannter Dichte, etwa zerstäubtes Quecksilber oder Öl, ist nun die Wägung vollendet; denn wenn man die Dichte der Öl- oder Quecksilbertropfen voraussetzt, ist das Gewicht der Tröpfchen bestimmt und damit auch die elektrische Ladung, falls ich die elektrische Feldstärke kenne, bei der das Tröpfchen mit einer bestimmten Geschwindigkeit gegen die Erdschwere in die Höhe gezogen wurde.

Nun ist es Ihnen auch ganz klar, daß die Willkür aus jener Methode weichen wird, bei welcher man das Widerstandsgesetz so gewählt hat, daß die von den Tröpfchen getragenen Ladungen das Elementarquantum der Elektrizität oder dessen Vielfaches ergaben, oder wo man zumindest die Voraussetzung gemacht hat, daß die kleinsten Ladungen verschiedener Tröpfchen einander gleich sind. Denn damit ist die Atomistik, die zu erweisen ist, vorausgesetzt. Hierin liegt eine klare petitio principii. Anders steht die Sache nun; denn für einen Tropfen bekannter Dichte kennt man jetzt das Gewicht und hat damit ein Mittel gewonnen, Kräfte zu messen bis zur Größenordnung 10^{-10} dyn, hundertmillionenmal kleinere Kräfte als jene, die man in der Physik bisher gemessen hat. Damit hat man natürlich das Mittel an der Hand, die alte Streitfrage über die Existenz oder Nichtexistenz von Ladungen kleiner als das Elektron durch Messung zur Entscheidung zu führen. Ich will Ihnen aber zuerst ein Verfahren auseinandersetzen, das auch für Gold, Silber und andere Materialien den Grad der Gleichartigkeit der Probekörper aus der Messung zu bestimmen gestattet.

Alle von Ihnen, die in Karmans Gastvortrag[1]) in Wien waren, erinnern sich daran, daß auf seinen Tabellen Beweglichkeitsbestimmungen von Luftschiffen und von submikroskopischen Körpern gleichzeitig erörtert waren. Er erwähnte, wie ich verstand, daß in der Hydrodynamik und Aeromechanik manches erst in Ordnung kam, als man die reinen Messungsergebnisse, ohne sie vorher an theoretische Formeln anzugleichen, in geeigneter Form graphisch auftrug. Eine solche Auftragungsart will ich nun für die submikroskopischen Körper zur Durchführung bringen. Ich nenne diese Kurven Karmansche Kurven, weil Karman deren Initiator war.

1) Gehalten am 16. Juni 1931.

In den Fig. 6 und 7 hatten wir die Fallgeschwindigkeit des einzelnen Probekörpers bei hohen und tiefen Drucken in Abhängigkeit von der mittleren Weglänge (reziproker Gasdruck) abgetragen. Also die zahlenmäßig gewonnenen Messungen ohne jede Theorie. Dieselben Messungen wollen wir noch einmal graphisch darstellen und auch ohne jede Theorie auftragen, und zwar tragen wir als Abszisse den Briggschen Logarithmus der Weglänge, als Ordinate die zugehörige Größe von $\frac{1}{2}\log\frac{l^2}{v}\cdot\frac{\sigma}{\mu}$ auf. Hierin bedeutet v die Fallgeschwindigkeit bei der zugehörigen Weglänge l, σ die Dichte des kompakten Materials und μ den Koeffizienten der inneren Reibung des Gases. Das Auftragen von $\frac{\sigma}{\mu}$ bedeutet keinerlei Voraussetzung über die Form der Probekörper noch über die Konstitution derselben, sondern hat nur den Zweck, Probekörper, die von Material verschiedener molarer Dichte σ stammen, in derselben graphischen Darstellung vergleichen zu können und ebenso solche Probekörper, die in verschiedenen Gasen, etwa Kohlensäure, Stickstoff usw., gemessen wurden. $\frac{1}{2}\log\frac{\sigma}{\mu}$ ist ja nur eine additive Konstante. In Fig. 8 und 9 zeige ich Ihnen derartige Kurvenscharen. Was kann man nun aus diesen Kurvenscharen ablesen? Aus allgemeinen Überlegungen folgt, daß sich die Fallgeschwindigkeit bei irgendeinem Gasdruck darstellen läßt in der Form: $v = v_{St}\cdot f\left(\frac{l}{a}\right)$, also durch die Geschwindigkeit bei sehr hohem Druck, wo bereits das Stokessche Gesetz gilt, multipliziert mit einer Funktion, die lediglich von dem Verhältnis $\frac{l}{a}$ abhängt; es ist also der Korrektionsfaktor, der wegen der Gleitung am Stokesschen Gesetze anzubringen ist, für große Kugeln bei niedrigem Druck, also großer freier Weglänge, derselbe wie für kleine Kugeln bei dem entsprechend höheren Druck (kleiner Weglänge). Die obige einfache Beziehung machen wir dimensionslos, nachdem wir für v_{St} den bekannten Wert eingesetzt haben.

Wir erhalten dann:

$$\frac{l^2}{v}\cdot\frac{2}{9}\frac{\sigma g}{\mu} = \frac{l^2}{a^2 f\left(\frac{l}{a}\right)}.$$

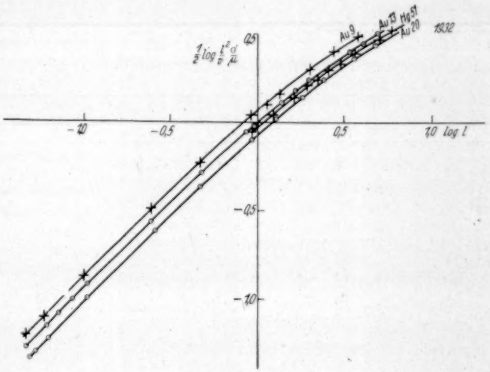


Fig. 8.

Wir lösen nach $\frac{l}{a}$ auf und logarithmieren. Den

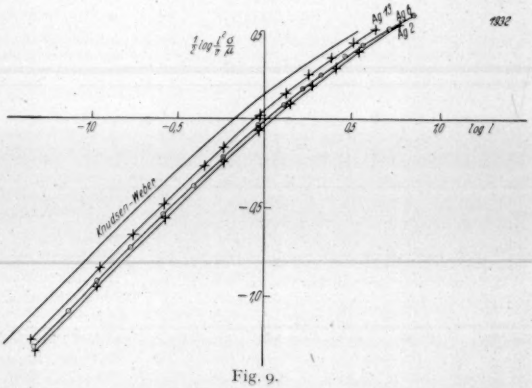


Fig. 9.

Faktor $\frac{1}{2}$ haben wir nur des praktischen Zeichenmaßstabes wegen hinzugefügt.

$$\frac{l}{a} = \varphi\left(\frac{l^2}{v}\cdot\frac{\sigma}{\mu}\right), \quad \log l = \log a + \chi\left(\frac{1}{2}\log\frac{l^2}{v}\cdot\frac{\sigma}{\mu}\right).$$

Aus dieser Beziehung kann man ablesen, daß für den Fall, daß alle Probekörper eines Materials dieselbe mittlere Dichte σ haben, die horizontalen

Abstände je zweier Kurven für irgendeine Ordinate längs der ganzen Kurve gleichbleiben müssen. Dieser Abstand ist nichts anderes als der Logarithmus des Radienverhältnisses der beiden Probekörper. Das Erfülltsein dieses Kriteriums bedeutet also, daß alle Probekörper eines Materials gleiche Dichte haben, welche sich aber von der Dichte des molaren Materials noch um einen konstanten Faktor unterscheiden könnte. Wie schon erwähnt, kann man auch Probekörper verschiedenen Materials (auch in verschiedenen Gasen) miteinander vergleichen, wenn man dem von vornherein verschiedenen σ und μ in der vorerwähnten Auftragungsart Rechnung trägt. Will man nun Probekörper verschiedenen Materials, etwa Gold und an Silber, miteinander vergleichen, dann muß man allerdings zunächst voraussetzen, daß für alle diese Körper die gleiche Funktion $f\left(\frac{l}{a}\right)$, d. h. die gleiche Gleitung gilt. Ob das stimmt, wissen wir nicht. Es ist aber wohl anzunehmen, daß die Gleitung von Stickstoff an Gold und Silber nicht wesentlich verschieden sein wird. Ob die Gleitung desselben Gases am Öltröpfchen oder Quecksilber auch die gleiche ist, wie am festen Metalle, ist nicht so sicher, oder ob die Gleitung an einer Glasoberfläche die gleiche ist, wie die an Gold und Silber. Wir haben nun, es sind dies bei weitem nicht alle gemessenen, weil durch mehr die Klarheit nicht wächst, in Fig. 8 drei Goldkörper aufgetragen, die durch geeignete Zerstäubung im galvanischen Lichtbogen erzeugt worden waren und einen Quecksilbertropfen, der durch Zerreißen im Gase suspendiert wurde. Letzterer wurde nur bei niedrigem Druck verfolgt. In Fig. 9 zeigen wir Ihnen drei Silberkurven, die von $^1/_{10}$ Atmosphäre bis 20 Atmosphären hin und her behandelt wurden. In das zweite Bild ist überdies noch eine Kurve gezeichnet, dadurch gewonnen, daß fiktiv angenommen wurde, eine Silberpartikel folge genau dem vorerwähnten Knudsen-Weberschen Widerstandsgesetz. Diese ist also als Silberkörper mit einer unendlich dünnen Glasoberfläche aufzufassen. Wie man aus den Zeichnungen sieht und wie man sich auch rechnerisch leicht überzeugen kann, verlaufen die Kurven in ihrem unteren Teile, also im Gebiete höheren Druckes, fast gerade. Für das ganze Verfahren ist daher hauptsächlich der obere Teil der Kurve, das Gebiet tiefen Druckes maßgebend. Im Gebiete hohen Druckes sind aber, wie wir noch sehen werden, die v—l-Kurven für die Beurteilung der Probekörper maßgebend. Die tatsächlich gemessenen Probekörper eines Materials, welche identisch sind mit den Probekörpern, von welchen wir die v—l-Kurven abgetragen hatten, zeigen maximal eine Abweichung von 20 Proz., wenn die noch vorhandenen Differenzen in ihrer Gesamtheit als Abweichungen der mittleren Dichte gedeutet werden. Vom Knudsen-Weberschen Gesetz weichen die Probekörper durchschnittlich um 23 Proz. ab. Wieviel dabei auf die verschiedene Gleitung geht (Glas und Silber), läßt sich natürlich nicht beurteilen. Dagegen läßt sich einfach beurteilen, wieviel eine Abweichung in der mittleren Dichte im Sinne unserer Erörterungen bedeutet, wenn wir das Gewicht dieses Probekörpers bestimmen und andere Kräfte mit dem Gewicht des Probekörpers vergleichen wollen. Da die Stokessche Geschwindigkeit $v_{St} = \frac{2}{9}\frac{a^2 \sigma g}{\mu}$ beträgt, welche bei hohem Druck wirklich gemessen wird, und das Gewicht gleich ist Stokessche Geschwindigkeit mal $6\pi\mu a$, so folgt das Gewicht zu $mg = 6\pi \sqrt{\frac{9}{2}\frac{\mu^3}{\sigma g} v_{St}^3}$. Es geht also die Dichte nur in der halben Potenz in die Kräftemessung ein. Wenn für einen Probekörper eine Dichte eingesetzt wird, die um die maximalen 20 Proz. von der tatsächlichen mittleren Dichte dieses Probekörpers abweicht, wird in der Kräftemessung ein Fehler von etwa 10 Proz. begangen. Beim Vergleich von Gold und Silber untereinander ergibt sich eine Abweichung von maximal 26 Proz., wobei natürlich die Verschiedenheit der molaren Dichte beider Metalle durch die Auftragungsart eliminiert ist. Hätten alle Körper eine mittlere Dichte, die von der Dichte des betreffenden molaren Materials um denselben Faktor verschieden ist, d. h. z. B. alle die molare Dichte, und hätten ferner alle diese Materialien dieselbe Gleitung, so müßten alle Kurven durch bloße Parallelverschiebung in der Abszissenrichtung in eine Kurve zusammenfallen. Kein Mensch wird wahrhaftig zweifeln, daß ein zerstäubter Quecksilbertropfen eine kompakte Kugel ist. Denn sonst hätte sich Goethe in seiner Mitteilung an die Frau von Stein geirrt. Wenn wir also nur beweisen konnten, daß die Dichte der Teilchen aller bisher untersuchten Materialien von der Dichte des molaren Materials um gleiches abweichen, so wird die Wahrscheinlichkeit im Hinblick auf den Vergleich mit dem Quecksilbertropfen groß, daß auch die Gold- und Silberteilchen molare Dichte haben.

Nun wollen wir wieder auf die v—l-Kurven zurückgreifen. Diese verlaufen, wie wir gesehen haben, in dem Gebiete hohen Druckes linear, und man kann hier also die Messungen an das Stokes-Cunninghamsche Gesetz, das wie erwähnt, in diesem Gebiete auch theoretisch fundiert ist, angleichen. Die Werte, die man für die Konstante A des Cunninghamschen Gesetzes erhält, sind in Tab. I neben dem Radius des

Probekörpers eingetragen. In der vorletzten Kolonne ist das Gewicht angegeben. Wie man sieht, haben alle diese Teilchen, die in der Karmanschen Kurvenschar gut übereinstimmten,

Tabelle I.

Nr.	$a \cdot 10^5$ cm	A	mg $\cdot 10^{10}$ dyn	$e \cdot 10^{10}$ e. s. E.
Au 9	1,55	0,67	2,95	2,35
Au 13	1,81	0,72	4,70	4,41
Au 20	2,17	0,78	8,10	3,66
Ag 13	1,64	0,72	1,88	2,98
Ag 6	1,87	0,77	2,79	3,36
Ag 2	2,04	0,69	3,63	4,24

auch mit geringen Abweichungen dieselbe Konstante A. Damit bin ich aber an die Grenze der physikalischen Beobachtungsmöglichkeit hinsichtlich der Kräftemessung gelangt und habe zunächst nur Schlüsse gezogen aus der Beobachtung der Bewegung noch sichtbarer Körper. Diese Beobachtung aus der Bewegung läßt sich aber noch insbesondere in der Größenordnung von Probekörpern um 10^{-5} cm und darunter durch die Farbe des Streulichtes unterstützen. Denn aus nachfolgender Tabelle ersehen Sie, daß sich z. B. bei Silber der abnehmenden Fallgeschwindigkeit die Farbe des Streulichtes, Silberweiß, Orange, Gelb, Gelbgrün, Blaugrün, Rot, eindeutig zuordnen.

Tabelle II.

Farbe	Fallgeschwindigkeit: 10^{-3} cm/sec
Weiß	> 9.3
Orange	7,6—3,5
Gelb	3,5—2,5
Gelbgrün	2,5—1,9
Blaugrün	1,5—1,3
Rot	$\sim 1{,}0$

Nachdem ich nun die Kräftemessung ganz unabhängig von jeder Frage der elektrischen Ladung der Probekörper durchgeführt habe, kann ich darangehen, das entwickelte Verfahren auf die Ladungen der Partikeln und damit auf die Frage der Existenz von Ladungen kleiner als das Elektron anzuwenden. In Tab. I sind in der letzten Spalte die kleinsten an den Probekörpern direkt gemessenen Ladungen angegeben. Diese Werte entsprechen also Ladungszuständen, in denen die Probekörper wirklich längere Zeit hindurch verblieben waren und sind also nicht bloß aus den Differenzen der verschiedenen von demselben Probekörper getragenen Ladungen errechnet.

Als Resultat dieser Ladungsbestimmungen ergibt sich demnach:

Es gelingt, die Ladungen solch kleiner submikroskopischer Probekörper ohne jede Voraussetzung über die spezielle Form des Widerstandsgesetzes zu bestimmen, indem man Fall- und Steiggeschwindigkeit desselben Probekörpers bei hohem Gasdruck mißt. Die Werte für die kleinsten Ladungen von Körpern, welche mit Hilfe der Karmanschen Kurven als mechanisch weitgehend gleichartig erkannt worden waren, fallen verschieden aus.

Unter Zugrundelegung der makroskopischen Dichte ergeben sich wesentliche Unterschreitungen des Elektronenwertes.

II. Neue Versuche zur Photophorese.

Alle bis jetzt besprochenen Versuche zur Kräfte- und Ladungsmessung wurden in schwächstem Lichte gemacht. Der Lichtstrahl war durch etwa 30 cm dicke Wasserfilter (bzw. Mohrscher Salzlösung) gelaufen und durch geölte Papierblenden stark geschwächt. Es sei nun an die von mir vor Jahren auseinandergesetzten Tatsachen erinnert, daß es im intensiven Licht Probekörper gibt, die sich vom Lichte weg bewegen und andere, die sich zum Lichte hinbewegen. Ich nannte die Erscheinung Photophorese, und solche Körper, die sich vom Lichte wegbewegen, lichtpositiv, solche, die sich zum Lichte bewegen, lichtnegativ. Die bisherige Theorie lieferte zwei Möglichkeiten, diese Bewegung zu deuten[1]). In der lichtpositiven Bewegung erblickten viele Anhänger der Theorien den experimentellen Nachweis des Lichtdruckes. Die elektromagnetische Bewegungsgröße des Lichtstrahles, sein Impuls, soll sich direkt in mechanische Bewegungsgröße umsetzen. Andererseits habe ich schon im Jahre 1910 und in der Folge auch andere Autoren, die sogenannten Radiometerkräfte zur Deutung dieses Effektes heranzuziehen versucht. Nimmt man an, daß durch das einfallende Licht auf der kleinen Kugel eine Temperaturverteilung entsteht, so daß diese kleine Kugel in manchen Bereichen heißer, in anderen kälter wäre, so wäre der Impuls der von den Probekörper fortlaufenden Gasmolekülen dort größer, wo der Probekörper heißer ist. So müßte dann im Gesamten eine Bewegung zustande kommen, und zwar wenn der Probekörper an der dem Lichte zugewendeten Seite wärmer ist, wird eine Bewegung vom Lichte weg, wenn er dagegen an der vom Lichte abgewendeten Seite wärmer wäre, eine Bewegung zum Lichte hin resultieren. Nun möchte ich Ihnen aber mitteilen, daß an kleinen Silberkörpern, deren Karmansche Kurven wieder übereinstimmen, auffallenderweise neben Körpern, welche lichtpositive Bewegung zeigen, auch solche aufzufinden sind, welche eine lichtnegative Bewegung aufweisen. Allerdings sind die Körper mit negativer Bewegung seltener wie die mit positiver Bewegung. Im Hinblick

1) F. Ehrenhaft, Wien. Ber. **119** (IIa), 836, 1910.

auf eine Radiometertheorie ist dies sehr auffallend; denn es ist höchst unplausibel, daß bei der hohen Absorption des Silbers die Probekörper auf der dem Lichte abgewendeten Seite heißer sein sollten, als auf der dem Lichte zugewendeten.

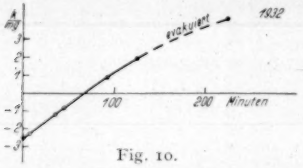


Fig. 10.

Nicht nur aber, daß im Sinne unserer Erwägungen mechanisch gleichartige Silberkörperchen (bewiesen durch die Karmansche Kurvenschar) sowohl lichtpositiv als auch lichtnegativ sein können, so gibt es noch ein staunenswertes Ereignis. Derselbe Silberprobekörper, der sich im Anfange lichtnegativ verhielt, verliert allmählich seine lichtnegativen Eigenschaften, wird lichtneutral und gewinnt lichtpositive Eigenschaften. Dieser Übergang benötigt z. B. eine Stunde. Ein solcher Vorgang ist in Fig. 10 dargestellt, wo als Abszisse die verflossene Beobachtungszeit und als Ordinate das Verhältnis von photophoretischer Kraft zur Schwerkraft aufgetragen ist. Der voll ausgezogene Teil der Kurve wurde ununterbrochen bei demselben Gasdruck verfolgt, dann wurde das Gas weggepumpt und das Teilchen bei niederen Gasdrucken gemessen und dann wieder auf Atmosphärendruck zurückgegangen. Dies war deswegen erforderlich,

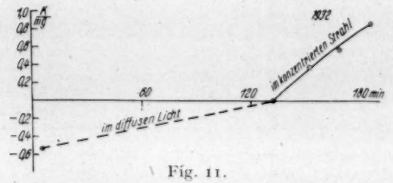


Fig. 11.

um die Karmansche Kurve des Teilchens zu erhalten. Wie man sieht, hat die positive photophoretische Bewegung weiter zugenommen. Ob und wann ein stationärer Endzustand erreicht wird, läßt sich wegen der verhältnismäßig langsamen Änderung und der damit notwendigen langen Beobachtungsdauer bei Probekörpern dieser Art bis jetzt noch nicht angeben. Ein anderer Probekörper dieser Art wurde durch zwei Stunden im diffusen Licht und dann eine Stunde hauptsächlich im intensiven Licht beobachtet. Aus der Kurve (Fig. 11), die wieder die Änderung der Photophorese mit Zeit zeigt, ist zu ersehen, daß die Änderung im intensiven Licht viel stärker ist als im diffusen[1]). Daraus geht hervor, daß das Licht bei der Änderung der Photophorese eine wesentliche Rolle spielt. In Fig. 12 sind die Karmanschen Kurven von vier markanten Silberteilchen aufgezeichnet mit steigendem Radius, von denen das kleinste und das größte lichtpositiv, das zweite lichtnegativ war und das dritte sich vom lichtnegativen in ein lichtpositives Teilchen verwandelt hat. In der dritten Kolonne dieser Tabelle ist auch die Farbe der Probekörper angegeben, in der vierten die von zwei Beobachtern unabhängig bestimmte Nummer der Raddeschen Farbenskala, die der Farbe des Streulichtes des Probekörpers entspricht.

Somit ergibt sich als Gesamtresultat, daß es Silberkörper gibt, die mechanisch vollkommen gleichartig sind im Sinne der Karmanschen Kurven und photophoretisch sich ungleichartig verhal-

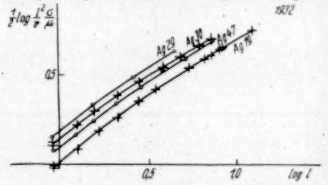


Fig. 12.

Nr.	a · 10,5 cm	Farbe	(Radde)	Photophorese
29	1,09	gelb-gelbgrün	$8t-9t$	pos.
30	1,23	orange-gelb	$6s-t$	neg.
47	1,42	orange-gelb	$5s-t$	neg. → pos. (Verwandlg.)
19	1,79	orange-gelb	$5r-s$	pos.

ten, und daß auch derselbe Probekörper bei gleichbleibender Fallgeschwindigkeit Größe und Richtung der photophoretischen Bewegung ändert.

Ich könnte noch viele Stunden über das Wechselverhältnis von Licht und Materie reden, aber meine Zeit ist zu Ende. Ich will auch heute aus diesen Versuchen zwischen Licht und Materie keine weiteren Schlüsse ziehen. Das, was ich Ihnen aber heute bewiesen habe, ist, daß man das Gewicht einer sehr kleinen Kugel von der Ordnung 10^{-13} g noch mit großer Sicherheit bestimmen kann, und zwar war ich bestrebt, diese Wägung in möglichst direkter Beobachtung auszuführen.

Nun werden Sie fragen, wozu dies gut ist. Das ist gewiß sehr wichtig. Denn die von mir erörterte Methode gestattet, die kleinsten Kräfte zu messen, die man derzeit überhaupt noch messen kann, und diese Kräftemessung verschiedentlich anzuwenden.

[1]) Wird in einer demnächst erscheinenden Dissertation des Herrn Söllner näher beschrieben.

(Eingegangen 25. Juli 1932.)

Über Strahlung im Gravitationsfelde.

Von A. Maior.

In einer früheren Arbeit[1]) hatte ich auf Grund einfacher energetischer Annahmen und unter Anwendung des Prinzips der Trägheit der Energie nachgewiesen, daß jede Verschiebung eines Körpers im Gravitationsfelde von einer Wärmeabsorption bzw. -emission begleitet ist. Dieselbe Wärmetönung findet auch im Falle einer Geschwindigkeitsänderung statt.

Im nachfolgenden werden wir nachweisen, daß auch im Gravitationsfelde die Verschiebung eines Körpers von einer – wenn auch sehr geringfügigen – Strahlungsemission bzw. -absorption begleitet ist, welche sich als Massenvariation kundgibt.

Wir machen die Annahme, daß die Masse eines Körpers aus einer konstanten Masse M_0 bzw. m_0 und einer zusätzlichen veränderlichen Masse M bzw. m besteht, welch letztere durch die Schwingungen der Elektronen und Protonen bedingt wird auf Grund der Formel

$$mc^2 = h\nu.$$

Unsere Ausführungen werden sich ausschließlich auf die veränderlichen Massen M bzw. m beziehen. Der Einfachheit halber nehmen wir monochromatische Schwingungen an.

Um uns die nötige Grundlage für die energetischen Untersuchungen schaffen zu können, greifen wir auf die v. Helmholtzschen Arbeiten – über zyklische Systeme – zurück[2]). Bezeichnen wir die zyklische Geschwindigkeit – im Falle eines monozyklischen Systems – mit q; die Arbeit – die für die Vergrößerung der zyklischen Geschwindigkeit aufgewandt wird – mit dW, und die für jede Art von zyklischer Geschwindigkeit neu eingeführte Funktion des inneren gegenwärtigen Zustandes des Körpers mit H, so haben wir die von v. Helmholtz erhaltene Beziehung:

$$dH = \frac{dW}{q}. \tag{1}$$

Der Funktion H kommt eine ähnliche Bedeutung wie der Entropie zu und besagt, daß der Ausdruck (1) ein vollständiges Differential ist.

Für den Fall eines um den Kern laufenden Elektrons ist q die Winkelgeschwindigkeit, die gleich ist: $2\pi\nu$, wo ν die Frequenz des umlaufenden Elektrons bedeutet. Es folgt also hiermit, daß auch der Ausdruck

$$dH = \frac{dW}{\nu} \tag{2}$$

ein vollständiges Differential ist.

Des weiteren beweist v. Helmholtz, daß der Ausdruck so umgeformt werden kann, daß als integrierender Nenner von dW die lebendige Kraft auftritt, so daß auch die Gleichung

$$dH = \frac{dW}{L} \tag{3}$$

gültig ist. L bedeutet – die sich auf ein Monozykel beziehende – lebendige Kraft. Für den Fall eines um den Kern rotierenden Elektrons kann auf Grund der klassischen Quantentheorie statt (3) wieder eine Beziehung aufgeschrieben werden

$$dH = \frac{dW}{\nu}, \tag{4}$$

welche ein vollständiges Differential ist und wo ν wieder als integrierender Faktor auftritt.

Poincaré[1]) hat die Untersuchungen v. Helmholtz's vervollständigt, indem er nachwies, daß die Formel (3) auch für eine monozyklische oszillatorische Bewegung gültig ist. Auf Grund der klassischen Quantentheorie kann man die Gültigkeit des vollständigen Differentials (4) auch für diese Bewegung nachweisen.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich, daß, für den Fall eines um ein Zentrum rotierenden Massenpunktes oder einer schwingenden Bewegung, die Frequenz ν bei energetischen Überlegungen eine der Temperatur ähnliche Rolle spielt und als ein neuer integrierender Faktor aufzufassen ist.

In der Energetik kann also ν als Intensitätsfaktor angesehen werden. Schon früher hatte D. Berthelot, auf Grund seiner eingehenden experimentellen Untersuchungen in der Frequenz ν, die Rolle eines Intensitätsfaktors erkannt und die Größe:

$$H = \int \frac{dW}{\nu} \tag{5}$$

als Analogon der thermischen Entropie eingeführt[2]), indem er sie mit „entropie radiante" bezeichnete.

In letzter Zeit haben insbesondere amerikanische Forscher auf die obengenannte Analogie hingewiesen[3]).

Auf Grund dieser Überlegungen können wir nun leicht – auf energetischer Grundlage – folgende Formel aufstellen:

$$-\left|\frac{\partial P}{\partial \nu}\right|_r = \left|\frac{\partial H}{\partial r}\right|_\nu, \tag{6}$$

1) Physik. Zeitschr. **29**, 739, 1928.

2) Siehe die zusammenfassende Darstellung in „H. v. Helmholtz: Vorlesungen über die Theorie der Wärme", S. 346, 1922.

1) Poincaré, Thermodynamique. 2-me ed. S. 435.

2) Siehe Bulletin de la Soc. int. Electriciens, S. 462, 1916.

3) J. Q. Stewart, The development of „thermodynamic symbolism". V. Cofman, Classification of physical laws: periodicity of physical concepts. Beide Arbeiten referiert in: Physical Review **33**, 1073, 1920.

welche besagt, daß, wenn das Gewicht eines Körpers in einer gegebenen Höhe von einer beliebigen Körperfrequenz abhängt, H ihrerseits von der Verschiebung abhängig ist.

Wir nehmen m infolge des Prinzips der Trägheit der Energie als variabel an, so daß diese Masse in unendlicher Entfernung vom punktförmigen Zentralkörper der Masse M den Wert m_0 hat; dann ist nach der Relativitätstheorie die vom Zentralkörper M auf die in der Entfernung r befindliche Masse m ausgeübte Kraft P mit großer Annäherung gleich:

$$P = m_0 \frac{\mu c^2 u^2}{(1 - 2\mu u)^3}, \tag{7}$$

wo $\mu = \gamma \frac{M}{c^2}$ der Gravitationsradius des anziehenden Zentralkörpers und $u = \frac{1}{r}$ ist.

Mit

$$M = \frac{h\nu}{c^2} \tag{8}$$

nehmen wir also die Masse M als von ν abhängig an. Dann ist

$$\frac{\partial P}{\partial \nu} = \gamma \frac{m_0 h}{c^2} \frac{r^2 + 4\mu r}{(r - 2\mu)^4}.$$

Hieraus folgt nach (6) unter der Voraussetzung, daß der Körper m sich von der Entfernung r_1 bis zu der r_2 verschiebt,

$$H_2 - H_1 = \int \frac{dW}{\nu} = \gamma \frac{m_0 h}{c^2} \left[\frac{r_2^2}{(r_2 - 2\mu)^3} - \frac{r_1^2}{(r_1 - 2\mu)^3} \right],$$

woraus mit

$$W = h\nu$$

$$\log \frac{W_2}{W_1} = \gamma \frac{m_0}{c^2} \left[\frac{r_2^2}{(r_2 - 2\mu)^3} - \frac{r_1^2}{(r_1 - 2\mu)^3} \right]. \tag{9}$$

Bei der Verschiebung eines Körpers in einem starken Gravitationsfelde haben wir nach (9) eine Änderung der Funktion H, was darauf hinauskommt, daß eine nach (9) angegebene Energieabsorption bzw. -emission eintritt. Die Abhängigkeit von der Frequenz wird hier durch

$$\mu = \gamma \frac{M}{c^2} = \gamma \frac{h\nu}{c^4}$$

bedingt.

Wir gehen über zu den Erscheinungen der Strahlungsemission im Gravitationsfelde im Falle einer Geschwindigkeitsänderung einer beliebigen punktförmigen Masse. Auch hier nehmen wir die Masse des gravitierenden Körpers — zufolge des Prinzips der Trägheit der Energie — als veränderlich an und abhängig von der Frequenz der Teilchen. Die variable Masse des Körpers m in der Entfernung r ist

$$m = \frac{m_0}{1 + \frac{2u}{c^2}}, \tag{10}$$

wo

$$u = -\gamma \frac{M}{r} \tag{11}$$

und M wie vorher die Masse des Zentralkörpers ist. Mit $M = \frac{h\nu}{c^2}$ haben wir für die Bewegungsgröße

$$mv = \frac{m_0 v}{1 - 2\gamma \frac{h\nu}{rc^4}}.$$

Auf Grund energetischer Überlegungen können wir nun die folgende Gleichung aufstellen:

$$\left(\frac{\partial (mv)}{\partial \nu} \right)_v = \left(\frac{\partial H}{\partial v} \right)_\nu \tag{12}$$

— wobei H die oben angegebene, der Entropie analoge Funktion ist — die besagt, daß, wenn die Bewegungsgröße eines im Gravitationsfelde befindlichen Körpers bei konstanter Geschwindigkeit von der eventuell veränderlichen Frequenz ν abhängt, so ist die Funktion H ihrerseits bei konstantem ν von der Geschwindigkeit abhängig.

Hieraus folgt auf Grund von (10), (11) und (12)

$$\left(\frac{\partial H}{\partial v} \right)_\nu = 2\gamma \frac{h}{c^4 r} \cdot \frac{m_0 v}{\left(1 - 2\gamma \frac{h\nu}{rc^4}\right)^2}, \tag{13}$$

woraus, unter der vereinfachenden Annahme einer Bahn von sehr kleiner Exzentrizität, also $r \not\simeq$ konst.

$$H_2 - H_1 = \int \frac{dW}{\nu} = \gamma \frac{h m_0}{c^4 r \left(1 - 2\gamma \frac{h\nu}{c^4 r}\right)^2} (v_2^2 - v_1^2)$$

und hieraus mit

$$W = h\nu$$

$$\log \frac{W_2}{W_1} = \frac{k}{c^4} (v_2^2 - v_1^2),$$

wo

$$k = \gamma \frac{m_0}{r \left(1 - 2\gamma \frac{h\nu}{c^4 r}\right)^2}.$$

Es findet also infolge der Geschwindigkeitsänderung des Körpers im Gravitationsfelde eine — wenn auch geringfügige — Energieabsorption bzw. -emission statt, welche sich letzten Endes auch hier als Massenänderung kundgibt.

Ebenfalls energetische Überlegungen erlauben uns, Näheres bezüglich der Umwandlung gewöhnlicher Materie in strahlende Energie zu erfahren.

Wir machen deshalb die weitere Annahme Jeans' über die Umwandelbarkeit des Protons und des Elektrons in Strahlungsenergie gemäß der Gleichung:

$$mc^2 = h\nu.$$

Die Gültigkeit dieser Annahme ist heute von den meisten Astrophysikern anerkannt.

Wie schon Anderson gezeigt hat[1]), „wenn man die wahre Temperatur einer jeden Hohlraumstrahlung gleich 0° abs. setzt, den Strahlungsdruck als Nullpunktsdruck eines völlig entarteten Gases betrachtet, die Energie der Lichtquanten als Nullpunktsenergie und die sogenannte Temperatur der Hohlraumstrahlung als reine Pseudotemperatur, so begeht man mit solchen Annahmen zwar einen Fehler, aber keinen besonders großen". Bei außerordentlich hohen Drucken sind die Nullpunktsgeschwindigkeiten der Atome mit der Lichtgeschwindigkeit vergleichbar, und die bekannte Theorie von E. Fermi ergibt für diesen Fall für den Druck p den Ausdruck

$$p = \left(\frac{2A}{3}\right)^{\frac{1}{2}} c \cdot n^{\frac{4}{3}} \tag{14}$$

und für die Masse m des Atoms

$$m = \left(\frac{3A}{2}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{n^{\frac{1}{3}}}{c}, \tag{15}$$

wo A eine Konstante und n die Anzahl der freien Atome im Kubikzentimeter bedeutet.

Nun besteht letzten Endes jede gewöhnliche Materie aus Elektronen und Protonen, und bei genügend großem n hat Lichtquantengas denselben Druck und dieselbe Dichte wie Elektronengas und Protonengas, also wie ein Gemisch der beiden letzteren[2]). Eine Verwandlung von Materie in Hohlraumstrahlung bei sehr hohen Drucken, wenn noch Materie und Hohlraumstrahlung als getrennte Phasen existieren können, kann wohl in gewissen Sternen vorkommen.

Wir können für diesen Fall Materie und Hohlraumstrahlung als ein in den Intensitäten monovariantes System auffassen und wir können auf energetischer Grundlage die folgende Differenzengleichung schreiben:

$$dp\,|\,\Delta V\,| + d\nu\,|\,\Delta H\,| = 0, \tag{16}$$

wie sie seinerzeit von Le Chatelier aufgestellt wurde. Diese Formel ist analog der folgenden:

$$dP\,|\,\Delta V\,| + dT\,|\,dS\,| = 0$$

der Thermodynamik, welche durch Einführung des Wertes von

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

direkt zur Clapeyronschen Gleichung führt. Hier ist wieder ν die Frequenz und H die oben angeführte Funktion. Es wird angenommen, daß der Druck ausschließlich eine Funktion der Frequenz ν ist. Aus (14) und (15) erhalten wir

$$p = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{c^5}{A^{\frac{3}{2}}} m^4 \tag{17}$$

und wenn wir $m = \frac{h\nu}{c^2}$ setzen, erhalten wir

$$p = \left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{1}{c^3 A^{\frac{3}{2}}} (h\nu)^4, \tag{18}$$

Der Druck p ist infolgedessen ausschließlich eine Funktion der Frequenz ν.

Aus (16) erhalten wir nach Einführung des Wertes

$$\Delta H = \frac{\Delta W}{\nu}$$

die Gleichung:

$$\Delta W = -\frac{dp}{d\nu} \cdot \nu \cdot \Delta V, \tag{19}$$

welche die Energie ΔW angibt, die nötig ist, um die im Volumelement ΔV vorhandene Masse in Hohlraumstrahlung von der Frequenz ν umzuwandeln.

Mit dem Werte von $\frac{dp}{d\nu}$ aus (18) erhalten wir schließlich

$$\Delta W = -4\left(\frac{2}{3}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{h^4\nu^4}{c^3 A^{\frac{3}{2}}} \Delta V \tag{20}$$

oder durch Einführung der Wellenlänge $\nu\lambda = c$

$$W = 1{,}451 \frac{h^4 c}{A^{\frac{3}{2}} \lambda^4} (V - V'), \tag{21}$$

wo V' das Volumen der Materiephase und V das Volumen der Hohlraumstrahlungsphase ist; je weniger die Volumina der beiden Phasen verschieden sind, also bei hohen Drucken, desto kleiner ist die zur Umwandlung nötige Energie W; die kleineren Frequenzen sind bei dieser Verwandlung mehr bevorzugt als die größeren.

Klausenburg, im Juli 1932.

(Eingegangen 25. Juli 1932.)

1) W. Anderson, Zeitschr. f. Phys. **54**, 433. 1929.

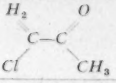
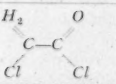
2) Siehe W. Anderson, loc. cit. S. 435.

Die elektrischen Momente von Aceton, Acetaldehyd, Acetylchlorid, Chloraceton und Chloracetylchlorid.

Von C. T. Zahn[1]).

Im folgenden sollen Werte für die Dielektrizitätskonstante einiger organischer Dämpfe gegeben werden. Der Zweck dieser Beobachtungen war ein doppelter. Erstens wurden Messungen an Aceton, Acetaldehyd und Acetylchlorid ausgeführt, um eine Prüfung der Genauigkeitsgrenzen der Eucken- und Meyerschen Methode zur Berechnung der Dipolmomente zu ermöglichen, für Moleküle, die das große $C{=}O$-Moment enthalten. Zweitens wurden Beobachtungen an Chloraceton und Chloracetylchlorid gemacht, um qualitativ zu bestimmen, wie weit die freie Drehbarkeit bei diesen Molekülen durch innere Molekularkräfte verhindert ist[1]). Die Resultate sind in Tab. I wiedergegeben.

Tabelle I.

T ^oK	Max. p cm Hg	P cm^3	$\mu \cdot 10^{18}$ e. s. E.
Aceton $A = 17{,}8$		$CH_3 \cdot CO \cdot CH_3$	
300,9	18	186,1	$2{,}8_7$
339,0	23	165,6	$2{,}8_5$
378,9	22	148,8	$2{,}8_4$
413,4	23	137,8	$2{,}8_4$
454,5	25	127,1	$2{,}8_4$
Acetaldehyd $A = 12{,}8$		$CH_3 \cdot CO \cdot H$	
300,4	17	161,8	$2{,}6_9$
337,0	22	145,9	$2{,}7_0$
378,7	33	131,1	$2{,}7_0$
412,6	33	120,0	$2{,}6_8$
454,9	34	109,8	$2{,}6_8$
Acetylchlorid $A = 18{,}5$		$CH_3 \cdot CO \cdot Cl$	
319,5	15	159,0	$2{,}7_0$
349,8	26	144,0	$2{,}6_7$
391,6	31	131,3	$2{,}6_7$
435,4	38	120,8	$2{,}6_9$
482,5	46	110,3	$2{,}6_8$
Chloraceton $A = 23{,}3$			
335,8	9	109,8	$2{,}1_7$
379,4	23	100,1	$2{,}1_7$
414,4	21	95,3	$2{,}2_0$
454,4	21	91,2	$2{,}2_4$
Chloracetylchlorid $A = 24{,}0$			
357,5	14	106,3	$2{,}1_7$
405,3	14	98,3	$2{,}1_9$
494,7	14	83,9	$2{,}1_8$
529,0	15	79,0	$2{,}1_6$

1) International Research Fellow, z. Z. am Physikalischen Institut der Universität Leipzig.

Aceton, Acetaldehyd und Acetylchlorid.

Diese drei Verbindungen enthalten keine wesentlichen Achsen freier Drehbarkeit. Dementsprechend zeigen die beobachteten Dipolmomente μ keine Temperaturabhängigkeit. Der Wert 2,85 für das elektrische Moment von Aceton stimmt sehr gut mit dem von H. A. Stuart[2]) gleichfalls im Dampfzustand gemessenen Wert 2,84 überein. Das beobachtete Moment 2,69 für Acetaldehyd ist etwas kleiner als das Acetonmoment, obwohl theoretisch diese zwei Momente einander gleich sein sollten, d. h. unter der einfachen Annahme genauer tetraedrischer Symmetrie zusammen mit festen charakteristischen Bindungsmomenten. Bekanntlich ist letztere Annahme im Falle der Alkoholmomente zuverlässig (scheinbar weil das OH-Moment zur $C{-}R$-Achse ungefähr senkrecht steht), aber nicht im Falle der Verbindungen vom Typus $R{-}Cl$. Die Zunahme des Moments von CH_3Cl bis C_4H_9Cl, nämlich 1,9 bis 2,2, kann durch die Annahme erklärt werden[3]), daß infolge der Induktion des $C{-}Cl$-Moments das $C{-}R$-Moment mit zunehmender Länge der R-Kette von 0,4 bis 0,7 zunimmt.

Es ist vielleicht wahrscheinlich[4]), daß solche Induktionserscheinungen hauptsächlich durch Deformationen der Valenzrichtungen verursacht werden, ohne merkliche Änderungen der charakteristischen Bindungsmomente. Ist letztere Vermutung zuverlässig, so würde man erwarten, daß beim Übergang von $C{-}H$ zu $C{-}CH_3$ in Gegenwart eines großen gleichgerichteten Moments das Gesamtmoment des Moleküls zunähme infolge der Deformation der $C{-}H$-Valenzrichtungen in der CH_3-Gruppe. Auf diese Weise ist es möglich, die Zunahme des Moments beim Übergang von Acetaldehyd zu Aceton qualitativ zu erklären. Ein ähnlicher Momentsprung

1) Vgl. C. T. Zahn, Phys. Rev. **38**, 521, 1931, und **40**, 291, 1932; und Physik. Zeitschr. **33**, 400, 1932, und **33**, 525, 1932.

2) H. A. Stuart, Zeitschr. f. Phys. **51**, 490, 1928.

3) H. Sack, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften **8**, 337, 1929. H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **31**, 80, 1930.

4) H. A. Stuart, Physik. Zeitschr. **32**, 795, 1931.

wurde auch beim Übergang von $H—COOH$ zu $CH_3—COOH$ beobachtet[1]), nämlich 1,51 bis 1,74.

Bei Eucken und Meyers ursprünglichen Berechnungen der charakteristischen Momente wurde das $C=O$-Moment gewonnen aus einem Wert 2,7 für das Acetonmoment und einem Wert 0,4 für das $C—H$-Moment zusammen mit der Annahme vollkommen tetraedrischer Symmetrie, d. h. keiner Induktion. Einerseits auf Grund sowohl der vorliegenden Daten (2,85) als auch Stuarts Daten (2,84) scheint der Wert 2,7 für das Acetonmoment etwas zu klein. Andererseits kann die tetraedrische Symmetrie beträchtlich deformiert sein wegen der Doppelbindung und der Induktion des großen $C=O$-Moments. Deshalb ist es unmöglich, einen genaueren Wert für das $C=O$-Moment zu berechnen, und man kann nicht feststellen, wieviel Eucken und Meyers Wert 2,3 durch letztere Schwierigkeiten verfälscht ist. Da aber die zwei letzteren Überlegungen das berechnete $C=O$-Moment wahrscheinlich entgegengesetzt beeinflussen würden, ist es trotzdem möglich, daß dieser Wert 2,3 nicht weit von dem richtigen liegt.

Das beobachtete Moment von Acetylchlorid ist 2,68 und das berechnete nur 2,28. Diese Diskrepanz könnte, wie im obigen Falle, dadurch erklärt werden, daß entweder eine Deformation der tetraedrischen Symmetrie auftritt, oder daß der Wert 2,3 für das $C=O$-Moment zu klein ist, oder daß beides zusammenwirkt.

Chloraceton.

In bezug auf freie Drehbarkeit ist Chloraceton dem Dichloräthan dadurch ähnlich, daß es eine einzige wesentliche Drehachse und auch zwei stark polare Substituenten in der 1,2-Stellung enthält. Also ist eine Temperaturabhängigkeit des Moments zu erwarten infolge der gegenseitigen Beeinflussung der $C—Cl$- und $C=O$-Bindungen. Es ist aber nicht zu erwarten, daß eine solche Temperaturabhängigkeit in diesem Falle so groß wäre wie beim Dichloräthan, weil das beobachtete Moment beim Dichloräthan im ganzen durch die Abweichungen der Molekularkonfiguration von der momentfreien *trans*-Stellung verursacht wird, während das beobachtete Gesamtmoment von Chloraceton einer Summe der Quadrate entspricht, von denen nur ein Glied temperaturabhängig ist.

In dem Temperaturintervall 336 bis 454° C zeigen die Daten der Tab. I für Chloraceton eine kleine Zunahme des elektrischen Moments um 0,1, die wahrscheinlich außerhalb der Fehlergrenzen liegt. Beim selben Temperaturintervall hat Dichloräthan eine ungefähr zweimal so große Zunahme gezeigt, was nach obigen Überlegungen vielleicht zu erwarten wäre. Tab. II zeigt, daß die Beziehungen zwischen den berechneten und den beobachteten Momenten für Chloraceton den für Dichloräthan noch weiter ähnlich sind; es liegt nämlich das beobachtete Moment zwischen dem berechneten Moment für völlig freie Drehbarkeit und dem für eine dauernde *trans*-Stellung. Also entspricht die wirkliche Molekularkonfiguration wahrscheinlich einer *trans*-Stellung, um die die zwei Molekülteile gegenseitige Oszillationen ausführen.

Tabelle II.

Elektrische Momente für Chloraceton.

Berechnet, fest in *trans*-Stellung	1,0
Berechnet, frei drehbar	3,0
Beobachtet	$2{,}1_7$ bis $2{,}2_4$

Chloracetylchlorid.

Chloracetylchlorid enthält eine einzige Drehachse mit drei stark polaren Substituenten. Ein Vektordiagramm für das Moment dieses Moleküls zeigt, daß das Moment der CH_2Cl-Gruppe zu dem der $COCl$-Gruppe ungefähr senkrecht steht. Darum sollte sich das Molekularmoment nur wenig mit dem Drehwinkel verändern, und man würde eine Temperaturabhängigkeit des beobachteten Moments außerhalb der Fehlergrenzen nicht erwarten.

In Tab. III werden berechnete Momente zusammen mit dem beobachteten gegeben. Über ein Temperaturintervall von 358 bis 529° C

Tabelle III.

Elektrische Momente für Chloracetylchlorid.

Berechnet, fest, min.	2,1
Berechnet, frei drehbar	2,4
Beobachtet	2,2

zeigt das beobachtete Moment keine Temperaturabhängigkeit außerhalb der Fehlergrenzen, und es ist tatsächlich ein wenig größer als der minimale berechnete. Angesichts der Unsicherheit des $C=O$-Moments bei solchen Berechnungen scheint diese Übereinstimmung befriedigend gut zu sein.

(Eingegangen 22. Juli 1932.)

1) C. T. Zahn, Phys. Rev. **37**, 1516, 1931.

Über die Streuung von Röntgen- und Kathodenstrahlen an freien Molekülen.

Von L. Bewilogua.

Nachdem jetzt sowohl für Röntgen- wie für Kathodenstrahlen die kohärente und inkohärente Streuintensität des Einzelatoms der numerischen Berechnung zugänglich gemacht ist[1]), scheint es am Platze, einmal zusammenzustellen, wie die von einem beliebigen Molekül gestreute Intensität zu berechnen ist. Wir wollen im folgenden noch einmal die allgemeine Formel aufschreiben, sie am Beispiel des Benzol erläutern und dabei zugleich die Gelegenheit benutzen, auf einige gelegentlich geäußerte Bedenken einzugehen und einige öfter wiederkehrende Irrtümer richtigzustellen.

1. Läßt man auf ein Molekül mit den Atomen $1 \ldots i \ldots n$, von denen jedes durch die Ordnungszahl Z_ν, die kohärente Streuamplitude ψ_ν und die inkohärente Streuintensität G_ν charakterisiert sei, die Intensität I_0 auffallen, so wird man im großen Abstand R unter dem Winkel ϑ die Intensität I beobachten, die durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

a) für Röntgenstrahlen[2]):

mit

$$\psi_\nu = Z_\nu \cdot \Phi_\nu; \quad G_\nu = Z_\nu \cdot S_\nu$$

$$I = \frac{I_0}{R^2} \cdot \frac{e^4}{m^2 \cdot c^4} \cdot \frac{1+\cos^2\vartheta}{2} \left| \sum_i \sum_j Z_i Z_j \Phi_i \Phi_j f_{ij}(a,T) \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}} + \sum_\nu Z_\nu S_\nu \right|,$$

dabei haben e, m, c die übliche Bedeutung (der Faktor hat den Wert $7{,}85 \cdot 10^{-26}$), $\frac{1+\cos^2\vartheta}{2}$ berücksichtigt die Polarisation durch Streuung, Φ_ν und S_ν sind an anderer Stelle erläutert und tabuliert[3]); $x_{ij} = 4\pi \frac{l_{ij}}{\lambda} \sin\frac{\vartheta}{2}$; λ ist die Wellenlänge der einfallenden Strahlung; l_{ij} = Abstand des i^{ten} vom j^{ten} Atom.

$$f_{ij} = \begin{cases} 1 \text{ für } i = j \\ < 1 \text{ für } i \neq j \end{cases}.$$

Diese Funktion soll andeuten, daß durch die Schwingungen der Atome im Molekül die Intensität in der Weise verändert wird, daß die die gegenseitigen Abstände enthaltenden periodischen Glieder (und nur diese!) mit einem Faktor zu multiplizieren sind, der immer kleiner als 1 ist und mit wachsendem $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ abnimmt. Der Faktor hängt von der Amplitude a_0 der Nullpunktschwingungen und von der Amplitude $a(T)$ der temperaturerregten Schwingungen ab, was durch $f(a, T)$ angedeutet sei. Der Messung ist nur der temperaturabhängige Anteil $[f(T)]$ zugänglich. Die genaue Berechnung, die von einer Berücksichtigung der Normalschwingungen auszugehen hat, ist sehr langwierig; für das CCl_4-Molekül wurde vom Verfasser eine sehr rohe Näherung zahlenmäßig berechnet, die in einem Vortragsbericht von Debye[4]) abgedruckt ist. In den meisten Fällen ist der Effekt nicht sehr groß, und wir wollen im folgenden auch für $i \neq j$ $f_{ij}(a, T) = 1$ setzen.

b) Für Kathodenstrahlen:

mit

$$\psi_\nu = \frac{Z_\nu(1-\Phi_\nu)}{\sin^2\vartheta/2}, \qquad G_\nu = \frac{Z_\nu \cdot S_\nu}{\sin^4\vartheta/2};$$

$$I = \frac{I_0}{R^2} \cdot \frac{e^4}{4m^2v^4} \cdot \frac{1}{\sin^4\vartheta/2} \left| \sum_i \sum_j Z_i Z_j (1-\Phi_i)(1-\Phi_j) f_{ij}(a,T) \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}} + \sum_\nu Z_\nu S_\nu \right|.$$

Bezeichnungen wie oben, v Geschwindigkeit der K.-Strahlen.

Führen wir auch hier die öfter benutzte dimensionslose Schreibweise ein[5]) (Variable für die kohärente Strahlung $u = 4\pi \frac{0{,}47}{Z^{1/3}} \frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$, für die inkohärente $v = 4\pi \frac{0{,}176}{Z^{1/3}} \frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$), so tritt statt $Z_\nu \frac{S_\nu}{\sin^4\vartheta/2}$ der Ausdruck $\frac{Z_\nu^{1/3}}{Z_\nu^2} \cdot P_\nu$ auf, wo

$$P_\nu = 1{,}97 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{S_\nu}{v^4};$$

statt

$$Z_\nu \frac{1-\Phi_\nu}{\sin^2\vartheta/2} \qquad Z_\nu^{1/3} \cdot \frac{1-\Phi_\nu}{u^2} = Z_\nu^{1/3} \cdot \Psi_\nu.$$

1) Für den kohärenten Anteil z. B. P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930; L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 114, 1931; inkohärent: W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **32**, 737, 1931; Ph. Morse, Physik. Zeitschr. **33**, 443, 1932.

2) Z. B. bei P. Debye, l. c.

3) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.

4) P. Debye, Centenary Meeting of the British Association, London, 1931.

5) Vgl. P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930; L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 114 u. 740, 1931.

Dann gilt:

$$I = \frac{I_0}{R^2} \cdot 6{,}9 \cdot 10^{-17} \left| \sum_i \sum_j Z_i^{1/2} Z_j^{1/2} \Psi_i \Psi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}} + \sum_\nu \frac{Z_\nu^{1/2}}{Z_\nu^2} P_\nu \right|$$

wo jetzt $f_{ij}(a, T)$ wieder 1 gesetzt ist.

In den folgenden Abschnitten sollen diese Ausdrücke – getrennt nach kohärentem und inkohärentem Anteil – etwas genauer diskutiert werden.

2. Zur Berechnung der kohärenten Intensität können wir im wesentlichen auf die Literatur verweisen, sowohl für die Berechnung des Atomformfaktors Φ selbst[1]) wie auch für die der Molekülstreuung[2]). Auch über den Unterschied, der hierbei zwischen Röntgen- und Kathodenstrahlen auftritt, ist schon früher berichtet worden[3]). Wir wollen deshalb nur die obigen Formeln für Benzol ausführlich hinschreiben und daran zwei Bemerkungen spezieller Natur über die Formfaktoren leichter Elemente und über die Streuung der Wasserstoffatome anschließen.

Als Modell legen wir den ebenen Sechsring zugrunde, der den Experimenten am besten zu entsprechen scheint. Wir wollen also unter Weglassung der hier unwesentlichen Zahlenfaktoren die Doppelsummen $\sum_i \sum_j Z_i Z_j \Phi_i \Phi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}}$ und $\sum_i \sum_j Z_i^{1/2} Z_j^{1/2} \Psi_i \Psi_j \frac{\sin x_{ij}}{x_{ij}}$ ausrechnen. Numerieren wir in der üblichen Weise die C-Atome von 1 bis 6 und entsprechend die H-Atome von 7 bis 12 (7 neben 1 usw.), so gilt $\Phi_1 = \Phi_2 = \ldots \Phi_6 = \Phi_C$; $\Phi_7 = \ldots = \Phi_H$; $Z_1 = \ldots Z_6 = 6$; $Z_7 = \ldots = 1$. Dann erhalten wir, falls alle Abstände durch den C—C-Abstand ausgedrückt werden ($l_{C-C} = 1{,}40$ Å aus Röntgenexperimenten, $l_{C-H} = 1{,}10$ Å aus Bandenspektren).

a) Röntgenstrahlen:

$$I = 6 \cdot 36 \cdot \Phi_C^2 \left| 1 + 2\frac{\sin x}{x} + 2\frac{\sin 1{,}73\,x}{1{,}73\,x} + \frac{\sin 2\,x}{2\,x} \right|$$

$$+ 12 \cdot 6 \cdot 1 \cdot \Phi_C \cdot \Phi_H \left| \frac{\sin 0{,}785\,x}{0{,}785\,x} + 2\frac{\sin 1{,}55\,x}{1{,}55\,x} + 2\frac{\sin 2{,}44\,x}{2{,}44\,x} + \frac{\sin 2{,}785\,x}{2{,}785\,x} \right|$$

$$+ 6 \cdot 1 \cdot \Phi_H^2 \left| 1 + 2\frac{\sin 1{,}785\,x}{1{,}785\,x} + 2\frac{\sin 3{,}1\,x}{3{,}1\,x} + \frac{\sin 3{,}57\,x}{3{,}57\,x} \right|.$$

Um den Beitrag der einzelnen Glieder besser übersehen zu können, wollen wir mit $6 \cdot 36$ kürzen und die geschweiften Klammern durch Σ^* abkürzen. Wir erhalten:

$$I = \Phi_C^2 \Sigma^*_{C-C} + 0{,}33\,\Phi_C \Phi_H \Sigma^*_{C-H} + 0{,}028\,\Phi_H^2 \Sigma^*_{H-H}.$$

b) Analog gilt für Kathodenstrahlen:

$$I = \Psi_C^2 \Sigma^*_{C-C} + 1{,}10\,\Psi_C \Psi_H \Sigma^*_{C-H} + 0{,}303\,\Psi_H^2 \Sigma^*_{H-H}.$$

Die Σ^* kann man aus $\frac{\sin x}{x}$-Tabellen berechnen, für die Φ_C bzw. Ψ_C wollen wir die Hartree-Werte[1]) benutzen.

Für Atome mit $Z <$ etwa 25 sind, wie schon von verschiedener Seite hervorgehoben wurde[4]), die nach Hartree berechneten (oder interpolierten) Streufunktionen, die heute sehr bequem zugänglich sind[1]), den auf Grund der Thomas-Fermi-Verteilung bestimmten vorzuziehen. Die Fermi-Verteilung, für deren Anwendbarkeit bei leichteren Elementen die Voraussetzungen nicht mehr erfüllt sind, gibt zwar den Kurvenverlauf auch da noch ganz gut wieder und genügt im allgemeinen vollständig, wenn man nur Atomabstände bestimmen will. Bei der genaueren Diskussion der Intensitäten wird man aber doch schon Unterschiede bemerken, wie dies z. B. für gasförmiges Chlor demonstriert werden konnte[5]).

Bisher wurde die Streuung der H-Atome meist überhaupt nicht berücksichtigt. Neuerdings hat nun Wierl[6]) darauf hingewiesen, daß das unter Umständen fehlerhaft sei, wir wollen daher hier die Frage kurz diskutieren.

Betrachten wir zunächst die Streuung von Röntgenstrahlen. Bei der oben dargestellten Rechnungsweise benutzt man die für freie Atome berechneten Streufunktionen ψ, d. h. man setzt Atome mit Kugelsymmetrie aneinander und läßt

1) Vgl. z. B. R. W. James u. G. W. Brindley, Phil. Mag. **12**, 81, 1931.

2) Vgl. z. B. P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930.

3) Vgl. L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 114, 1931.

4) Vgl. 1) und L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.

5) Versuche von H. Richter im Phys. Inst. der Universität Leipzig, Physik. Zeitschr. **33**, 587, 1932.

6) R. Wierl, Ann. d. Phys. (5) **13**, 453, 1932.

die durch die Bindung verursachte Deformation der Elektronenhüllen außer acht[1]). Diese Näherung ist sicher immer dann berechtigt, wenn die Bindungselektronen so weit weg vom Kern liegen, daß ihr Streubeitrag gering ist[2]). Beim Wasserstoff ist diese Rechnungsweise natürlich kaum noch zulässig. Man wird es sich vielleicht grob so vorstellen können, daß das Wasserstoffelektron in die Elektronenhülle des Bindungspartners mit eingebaut wird. Deshalb hat es, da man mit Röntgenstrahlen nicht den Kernabstand, sondern den Abstand der negativen Ladungsschwerpunkte mißt, auch keinen Sinn mehr, von einem Abstand $C—H$ zu sprechen. Infolgedessen wurde zunächst der Streubeitrag der H-Atome (Σ^e_{H-H}) und das Glied Σ^e_{C-H} überhaupt weggelassen. Eine etwas bessere Näherung wird man erhalten, wenn man die H-Atome in der Weise berücksichtigt, daß man statt der Formfaktoren für C die für ein negativ geladenes C^- benutzt, wie es leicht aus den Tabellen bei James und Brindley berechnet werden kann[3]), die wir auch in der folgenden Kurve (Fig. 1) benutzen wollen. Berechnet man doch probeweise mit der oben als unzulässig erklärten Methode die Streuung des Benzols, so erhält man Kurven, die mit der Erfahrung gar nicht übereinstimmen. Infolge der großen Zahl und der verhältnismäßig weiten Abstände der H-Atome wird deren Einfluß natürlich sehr ausgeprägt, d. h. die $\Phi_C\Phi_H\Sigma^e_{C-H}$- und $\Phi^2_H\Sigma^e_{H-H}$-Kurven zeigen Maxima und Minima, man wird also den Fall des C_6H_6 als sehr geeignet für diese Entscheidung bezeichnen können[4]). Hat man nur zwei und nahe beieinanderliegende H-Atome, wie etwa beim Wasser, erhält man auch bei dieser Rechnungsweise sehr verwaschene Kurven, so daß man daraus nicht für die eine oder andere Methode entscheiden könnte. Deshalb widerspricht auch der Befund von Gajewski[5]), daß er die Streuung an Wasserdampf mit aneinanderstoßenden Kugeln beschreiben konnte, unserer Behauptung nicht, zumal die Ergebnisse ebensogut durch die in der oben angegebenen Weise berechnete O^{--}-Kurve wiedergegeben werden können.

1) Vgl. etwa P. Debye, Physik. Zeitschr. **31**, 419, 1930.
2) Z. B. ist die Voraussetzung schon im Fall des C-Atoms ganz gut erfüllt. Hier ist die Streuung der K-Elektronen in dem üblicherweise benutzten Beobachtungsbereich durchaus dominierend. Vgl. auch H. Gajewski, Physik. Zeitschr. **33**, 122, 1932.
3) James u. Brindley, l. c.
4) Zu bemerken ist, daß auch hier der Einfluß der H-Atome schon bei mittleren Winkeln völlig abgeklungen ist, weil Φ_H rasch gegen Null geht.
5) H. Gajewski, Physik. Zeitschr. **33**, 122, 1932.

Zur Betrachtung der gleichen Frage für Kathodenstrahlen zerlegen wir den Atomfaktor $\frac{1-\Phi}{u^2}$ in die Bestandteile $-\frac{\Phi}{u^2}$ und $\frac{1}{u^2}$. Da der erste Teil vom Elektronengebäude herrührt, gelten die obigen Überlegungen ohne weiteres, d. h. es ist das einfachste, ihn ganz wegzulassen. Der zweite Anteil, $\frac{1}{u^2}$, der von der Streuung an den Kernen herrührt, ist auch im Fall von Wasserstoffatomen völlig exakt. Es ist also bei Kathodenstrahlen nötig, die Streuung der H-Atome (und gerade auch bei großen Winkeln!) zu berücksichtigen. Man kann hoffen, daß es damit möglich werden wird, auch die Abstände $C—H$ zu messen und mit den bandenspektroskopisch gemessenen Werten zu vergleichen.

In den Kurven des folgenden Abschnittes haben wir nun die nachstehenden Ausdrücke veranschaulicht:

Röntgenstrahlen:

$$I = \Phi^2_C \cdot \Sigma^e_{C-C}.$$

Kathodenstrahlen:

$$I = \Psi^2_C\Sigma^e_{C-C} + 1{,}10\,\Psi_C \frac{1}{u^2_H}\Sigma^e_{C-H} + 0{,}303\,\frac{1}{u^4_H}\Sigma^e_{H-H}.$$

3. Die exakte Darstellung der inkohärenten Intensität für das Einzelatom wurde von Waller und Hartree[1]) gegeben, zugleich mit der numerischen Berechnung für Argon, inzwischen sind noch Neon und Helium nach ihrer Methode berechnet worden. Später ist es dann Heisenberg[2]) gelungen, eine für alle Atome gültige Darstellung auf Grund der Fermi-Elektronenverteilung anzugeben, die aus einer einzigen Kurve — wenn nur die Abszisse passend gewählt wird — für alle Atome die richtigen Zahlenwerte liefert. In der Literatur wird öfter noch eine näherungsweise Rechnung von Compton[3]) zitiert, obwohl deren Mängel schon öfter, besonders ausführlich von Herzog[4]), diskutiert worden sind. Wir betonen diesen Punkt nur deshalb hier nochmals, weil in dem neulich erschienenen zusammenfassenden Bericht von Wollan[5]) die Meinung vertreten wird, daß zwischen den Theorien von Waller-Hartree (die von Heisenberg entspricht ihr genau) und der von Compton eine

1) I. Waller u. D. R. Hartree, Proc. Roy. Soc. (A) **124**, 119, 1928.
2) W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **32**, 737, 1931; L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.
3) A. H. Compton, Phys. Rev. **35**, 920, 1930.
4) G. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **69**, 207, 1931.
5) E. O. Wollan, Rev. of modern Physics **4**, 205, 1932.

experimentelle Entscheidung möglich sei, während doch eben die Comptonsche Überlegung nur eine sehr grobe Näherung darstellt, die wesentliches außer acht läßt. Seine Überlegung ist einmal deshalb unrichtig, weil sie mit der Wentzelschen[1]) und nicht der Wallerschen[2]) Theorie rechnet, d. h. weil sie die Wechselwirkung der Elektronen vernachlässigt (numerisch wird dies allerdings nur in den wenigsten Fällen etwas ausmachen). Entscheidender ist die Annahme von Compton, daß man für alle Elektronen die gleiche mittlere Ladungsdichte einführen könne und damit für jedes Elektron den gleichen Streubeitrag erhalte: das ist aber eine recht schlechte Darstellung der Verhältnisse im Atom und deshalb ist auch der dadurch bedingte Fehler groß. Er erhält dann als Ergebnis $I_{\text{inkoh}} = Z\,(1 - \Phi^2)$[3]). Die Zahlenwerte weichen erheblich von den exakt berechneten ab, was bei Herzog[4]) eingehend behandelt ist.

Bevor wir die Ausrechnung für Benzol geben, möchten wir betonen, daß durch das Auftreten inkohärenter Strahlung keine Unsicherheiten in das Streubild hereinkommen, wenn man nur das Streuvermögen des Einzelatoms kennt. Denn, um den inkohärenten Anteil aufzuschreiben, braucht man nichts von der Struktur des Moleküls zu wissen, man muß nur seine Bruttoformel kennen.

Sieht man von der relativistischen Korrektur ab, so hängt auch die inkohärente Intensität nur von $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ ab, d. h. auch bei Verwendung kurzwelligerer Strahlung wird der prozentuale Einfluß der Compton-Intensität auf die Gesamtintensität bei einem bestimmten $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ nicht größer, was gelegentlich in der Literatur angenommen wurde[5]).

Wir wollen jetzt die Intensität für Benzol aufschreiben. Dazu wollen wir, genau wie oben, den aus der allgemeinen Formel erhaltenen Ausdruck durch $6 \cdot 36$ bzw. $6 \cdot 6^{2/3}$ dividieren und erhalten:

Röntgenstrahlen:

$$I_{\text{inkoh}} = 0{,}167\, S_C + 0{,}028\, S_H\,.$$

Kathodenstrahlen:

$$I_{\text{inkoh}} = 0{,}015\, P_C + 0{,}303\, P_H\,.$$

Die S_C (und damit auch die P_C) kann man sofort aus der Tabelle entnehmen[1]). Die S_H muß

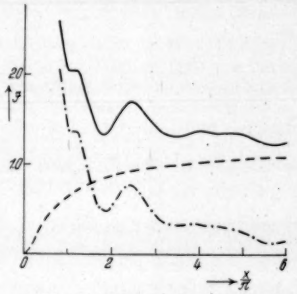


Fig. 1. C_6H_6 · Röntgenstrahlen.
——— total; –·–·– kohärent; – – – – inkohärent.

man als $1 - \Phi_H^2$ berechnen, wo Φ_H auf Grund der wellenmechanischen Ladungsverteilung berechnet werden muß[2]). (Man könnte statt dessen

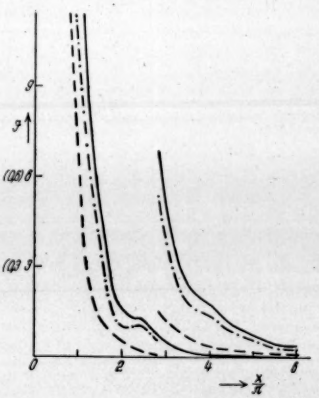


Fig. 2. (Von $\frac{x}{a} = 2.8$ ab (!) ist der Ordinatenmaßstab der Deutlichkeit wegen zehnfacht worden).
C_6H_6 · Kathodenstrahlen.
——— total; –·–·– kohärent; – – – – inkohärent.

auch die inkohärente Intensität von C^- berechnen. Numerisch macht das keinen merklichen Unterschied.)

1) G. Wentzel, Zeitschr. f. Phys. **43**, 1, 779, 1927.
2) I. Waller u. D. R. Hartree, l. c.
3) Vgl. zu diesem Abschnitt auch P. Debye in Erg. techn. Röntgenkunde, Bd. III, Akad. Verl.-Ges. (im Erscheinen).
4) G. Herzog, Zeitschr. f. Phys. **69**, 207, 1931.
5) Berücksichtigt man die Relativitätseffekte nach Klein-Nishina (Zeitschr. f. Phys. **52**, 853, 1928), so erhält man als Faktor für die inkohärente Strahlung unter $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} = 0{,}6$ (etwa die Grenze des Beobachtungsbereiches für *Cu*-Strahlen) bei *Cu*-Strahlung: 0,92; bei *Mo*-Strahlung: 0,94; d. h. die Vergrößerung des inkohärenten Anteils bei Verkürzung der Wellenlänge kann außer acht gelassen werden.

1) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.
2) Zahlenwerte angegeben bei R. W. James u. G. W. Brindley, l. c.

Die in Abschnitt 2 und soeben berechneten Anteile sowie die Gesamtintensität sind in den beiden Figuren eingetragen, an Hand deren wir den Einfluß der Compton-Streuung auf das Streubild noch kurz diskutieren möchten. Als Variable haben wir wie gewöhnlich[1]) $\frac{x}{\pi}$ gewählt.

a) Röntgenstrahlen: Da der abfallenden kohärenten Kurve die glatt ansteigende inkohärente überlagert wird, erhält man neben einer Vergrößerung der Gesamtintensität auch eine Verbesserung der Maxima[1]). Bei großen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ bleibt nur noch der inkohärente Anteil übrig ($I_{koh} = Z^2 \cdot \Phi^2 \to 0$; $I_{inkoh} = Z \cdot S \to Z$), vgl. die unten angegebene Tabelle und Zitat[1]).

b) Kathodenstrahlen: Hier wird der an sich schon steiler als bei Röntgenstrahlen erfolgende Abfall der kohärenten Kurve durch Überlagerung des inkohärenten Steilabfalls noch verstärkt, das bewirkt eine Verschlechterung der Maxima unter kleinen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$, außerdem wird der Abfall bei großen $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ nicht mehr, wie bei Röntgenstrahlen, kompensiert. Die inkohärente Kurve geht von ihrem Maximalwert bei ganz kleinen Winkeln im Grenzfall großer $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda}$ gegen Null.

(Im Grenzfall: $I_{koh} \to \frac{Z^2}{\sin^4\vartheta/2}$; $I_{inkoh} \to \frac{Z}{\sin^4\vartheta/2}$; d. h. $\frac{I_{inkoh}}{I_{tot}} \to \frac{1}{Z+1}$.)

Wir schreiben in der Tabelle den inkohärenten Anteil an der Gesamtintensität auf, in Klammern die entsprechenden Werte für Röntgenstrahlen[2]). Das tun wir einmal für Benzol und dann für CCl_4, um zu zeigen, daß auch bei schwereren Elementen der Einfluß im Beobachtungsbereich, z. T. stärker als bei Röntgenstrahlen, noch recht merklich ist.

	$\frac{x}{\pi}$	C_6H_6 $\left(\frac{I_{inkoh}}{I_{tot}}\right)_{Kath}$	$\left(\frac{I_{inkoh}}{I_{tot}}\right)_{Rö}$		$\frac{x}{\pi}$	CCl_4 $\left(\frac{I_{inkoh}}{I_{tot}}\right)_{Kath}$	$\left(\frac{I_{inkoh}}{I_{tot}}\right)_{Rö}$
Stelle des Vormaximums	0,6	0,55	(0,11)	I. Min.	1,0	0,52	(0,01)
	0,8	0,40	(0,16)	I. Max.	2,0	0,22	(0,04)
	1,0	0,31	(0,31)		3,0	0,14	(0,07)
Stelle des Hauptmaximums	2,0	0,21	(0,52)		4,0	0,12	(0,10)
	3,0	0,20	(0,63)		6,0	0,10	(0,17)
	Grenzwert	0,16	(1,0)		Grenzwert	0,06	(1,0)

Man kann jetzt für beide Strahlenarten die Gesamtintensität genügend genau berechnen. Der zugängliche $\sin\frac{\vartheta/2}{\lambda}$-Bereich ist für beide Methoden etwa gleich[3]) und damit auch die Genauigkeit. Dabei haben die Röntgenstrahlen den Vorzug der besser ausgeprägten Maxima und der bequemeren Möglichkeit zur photographischen Intensitätsmessung, während für die Kathodenstrahlen die Kürze der Belichtungszeit ein entschiedener Vorteil ist. Fragen nach der Elektronenverteilung wird man dabei besser mit Röntgenstrahlen behandeln können, während in Fragen von Kernabständen, z. B. wenn Wasserstoffatome auftreten, die Kathodenstrahlen zu bevorzugen sind.

Es sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. P. Debye für sein Interesse an diesen Überlegungen bestens zu danken.

1) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.

2) Das ist so zu verstehen, daß man den Prozentsatz gegen den „Untergrund" nimmt, da durch Bestimmung gerade an einem Extremum die Verhältnisse verzerrt würden.

3) Die Bemerkung von Wierl (Ann. **13**, 455, 1932), daß die Verwendung von *Mo*-Strahlung, die man für $\frac{\sin\vartheta/2}{\lambda} > 0{,}65$ benutzen muß, bedenklich sei, beruht offenbar auf einem Mißverständnis. Ich habe (Physik. Zeitschr. **32**, 278, 1931) nur bemerkt, daß quantitative Messungen der Intensität mit *Mo*-Strahlen wegen der Nähe der Absorptionskanten des Filmes schwierig wären; Maxima können dabei aber niemals vorgetäuscht werden. Es sind inzwischen mehrfach genaue Intensitätsmessungen mit *Mo*-Strahlen gemacht worden (vgl. etwa H. Richter, Physik. Zeitschr. **33**, 587, 1932).

Göttingen, den 21. Juli 1932.

(Eingegangen 26. Juli 1932.)

Die Erzeugung Hertzscher Wellen mittels Dioden.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Josef Sahánek.

Einleitung.

Ungedämpfte Hertzsche Wellen kann man heute auf drei Methoden gewinnen: 1. Durch die Barkhausen-Kurz[1])-Methode, bei der in der Triode das Gitter ein höheres Potential als die Kathode aufweist, die Anode ein niedrigeres Potential als die Kathode oder ein ebensolches hat. 2. Durch die Gill-Morrel[2])-Methode, bei der die Anode ebenfalls ein höheres Potential als die Kathode hat, doch niedriger als das Gitter, so daß der sekundäre Elektronenstrom zwischen der Anode und dem Gitter auftritt. 3. Durch die Žáček[3])-Methode, bei der diese Wellen durch ein Magnetron gewonnen werden.

Die Oszillationen werden bei den beiden ersten Methoden durch den Anschluß des Schwingungssystems an die Anode und das Gitter, bei der dritten Methode durch Anschluß an die Anode und Kathode erzeugt.

Im Laufe der Zeit hat das experimentelle Studium gezeigt, daß die Länge der so erzeugten Wellen in einigen Fällen von den verwendeten Spannungen sowie von dem angeschlossenen System abhängt, in anderen Fällen wurden Wellen gefunden, deren Länge sich bei Veränderungen des Schwingungssystems nicht veränderte. Für die weiteren Ausführungen ist von Interesse, daß Schwingungen der letzteren Art nur dann auftreten, wenn sich die Eigenschwingungszahl des Systems von der erzeugten Schwingungszahl wesentlich unterscheidet.

In meinen früheren Arbeiten über dieses Thema[4]) habe ich gezeigt, was allen drei genannten Methoden gemeinsam ist, daß von einer der Elektroden (Anode), an welche das Schwingungssystem angeschlossen ist, ein Elektronenstrom austritt, dessen Größe sich bei Veränderungen der Anoden-Gitterspannung ändert. Wenn wir z. B. bei der Methode B. K. annehmen, daß die Anode das Potential der Kathodenmitte hat, dann fällt im Idealfalle auf die Anode gerade die Hälfte des von der Kathode durch das Gitter hindurchgegangenen Elektronenstromes auf. Die zweite Hälfte des Elektronenstromes wechselt vor der Anode ihre Richtung und kehrt zum Gitter zurück. Bleibt die Spannung Gitter-Kathode e_m konstant und ändert sich die Spannung Anode-Gitter e_{am}, dann ändert sich damit auch die Intensität des auf die Anode auffallenden und ebenso auch die Intensität des zurückkehrenden Stromes. Dagegen bleibt der primäre Elektronenstrom vom Gitter zur Anode unverändert. In der Anodenebene ist also die Intensität des zurückkehrenden Stromes gegeben durch den Momentanwert der Spannung e_{ma}. Hat e_{ma} neben dem konstanten Wert auch eine periodisch veränderliche Komponente, dann ändert sich periodisch auch der zurückkehrende Elektronenstrom, und zwar so, daß er in der Anodenebene mit der periodischen Spannung in Phase ist. Wenn die Periode τ der Spannung e_{ma} der Größenordnung nach mit der Zeit ϑ, in welcher die Elektronen die Bahn Anode-Gitter durchlaufen, übereinstimmt, dann hat die Stromintensität in jeder gleichlaufenden Fläche mit den Elektroden gegenüber der Spannung eine andere Phasenverschiebung. Die periodische Komponente der Intensität im äußeren Kreis hat gegenüber der Spannung allgemein eine Phasenverspätung.

Bei der Methode Gill-Morrel fällt die ganze, durch das Gitter von der Kathode hindurchgegangene Ladung auf die Anode auf. Die Intensität des Sekundärstromes ist um so größer, je größer die Einfallsgeschwindigkeit der Elektronen ist. Diese ist am kleinsten, wenn die Spannung e_{ma} am größten ist und umgekehrt.

Wirkt neben der konstanten Komponente auch noch eine periodische Komponente der Spannung, dann ändert sich wieder der Sekundärstrom in der Anodenebene synchron mit der Spannung und ist ihr gegenüber in der Phase um 180° verschoben.

Ändert sich bei dem Magnetron die Intensität des magnetischen Feldes bis zum kritischen Wert, so fällt der ganze Elektronenstrom von der Kathode auf die Anode. Beim Überschreiten des kritischen Wertes beginnt der Anodenstrom zu sinken, weil ein Teil der Elektronen auf ihren gekrümmten Bahnen die Anode nicht erreicht. Es entsteht also, wie in den früheren Fällen, ein Elektronenstrom von der Anode zur Kathode. Ändert sich nun der Wert des magnetischen Feldes nicht, ändert sich aber die Spannung zwischen Anode und Kathode in kleinen Grenzen, wie in den früheren Fällen (denn es ist notwendig, der Einfachheit halber vorauszusetzen, daß die Amplitüde der Wechselspannung klein ist gegenüber der Gleichspannung), dann ändert sich der zurückkehrende Strom wieder synchron mit der Spannung.

1) H. Barkhausen u. K. Kurz, Phys. Zeitschr. **21**, 1–6, 1920.

2) E. W. B. Gill und J. H. Morrel, Phil. Mag. **49**, 369, 1925.

3) A. Žáček, Časopis matem. a fysik. **53**, 378, 1924; Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **32**, 172, 1928.

4) J. Sahánek, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **38**, 78, 1931.

Erklärung der Entstehung der Wellen.

An anderer Stelle habe ich gezeigt, daß in einer Röhre mit der eben beschriebenen Eigenschaft, die von einer periodischen Spannungsquelle gelieferte Energie negativ werden kann, aber nur in bestimmten Frequenzbereichen, deren Grenzen von der Entfernung und Gestalt der Elektroden sowie von der Größe der verwendeten Spannungen abhängen. D. h., daß in einer solchen Röhre Oszillationsenergie entsteht, und zwar auf Kosten der Wärmeenergie, in welche sich allgemein die ganze kinetische Energie der Elektronen verwandelt, die in dem elektrischen Feld zwischen den Elektroden gewonnen wird. In einem solchen Bereich verhält sich die Röhre wie ein negativer Widerstand, oder, wir können sagen, ihre Kennlinie hat eine negative Steilheit. Ich habe auch gezeigt, daß die Breite dieser Bereiche in einigen Fällen eingeengt werden kann durch Wärmeverluste, welche sich erst einstellen, wenn die Wechselspannung einwirkt. Die Röhre wird sich als ein reiner negativer Widerstand nur dann verhalten, wenn zwischen der Spannung e_{am} und Intensität im Anodenkreis eine Phasenverschiebung von 180° sein wird. Das ist nur für eine bestimmte mittlere Frequenz des Bereiches erfüllt. Bei anderen Frequenzen ist die Verschiebung kleiner oder größer.

Das Schwingungssystem, welches zwischen Anode und Gitter resp. Anode und Kathode (bei Methode Žáček) angeschlossen ist, wird nur dann mit der Eigenfrequenz schwingen, wenn sie mit der angeführten mittleren Frequenz des Bereiches identisch ist. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, dann wird die erzeugte Frequenz mit der Eigenfrequenz des Kreises nicht identisch sein. Gehen wir von der unteren Grenze des Frequenzbereiches aus, so ist die Phasenverspätung der Stromintensität gerade 90° und die Steilheit Null. Gehen wir zu höheren Frequenzen, so erhöht sich die Phasenverschiebung und gleichzeitig wächst die Steilheit im negativen Werte. Bei der Frequenz, bei der die Phasenverspätung 180° ist und die wir Resonanzfrequenz nennen wollen, ist die Steilheit am größten. Bei weiterer Steigerung der Frequenz wächst die Phasenverspätung weiter, wobei gleichzeitig die Steilheit sinkt, bis die Steilheit bei der oberen Grenze des Bereiches wieder Null ist und die Phasenverspätung 270° erreicht.

Die Leitungsbahn, bei welcher die Spannung mit der Intensität nicht in Phase ist, können wir uns stets durch einen positiven oder negativen Widerstand ersetzt denken und durch eine Selbstinduktion oder Kapazität, welche mit diesem in der Reihe geschaltet ist. Diese Selbstinduktion oder Kapazität bildet jedoch einen Bestandteil des angeschlossenen Schwingungssystems, und deshalb müssen wir erwarten, daß die erregten Frequenzen sich in diesen Fällen von der Eigenfrequenz des Bereiches unterscheiden werden. Die Intensität der Oszillationen wird nach dem oben Gesagten am größten sein, wenn das Schwingungssystem auf die Resonanzfrequenz des Bereiches abgestimmt ist.

Folgerungen aus der Erklärung und ihre experimentelle Bestätigung.

Betrachten wir zunächst die Methode B.K. Nach der Annahme B.K. ist die Welle der erregten Schwingungen gegeben durch die Laufzeit der Elektronen von der Kathode zur Anode

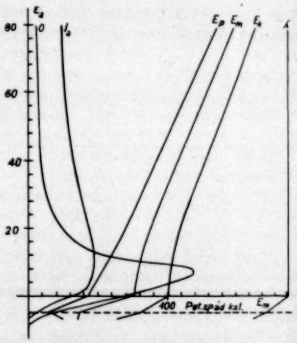


Fig. 1.

und zurück. Nach der hier benutzten Erklärung entscheidet über die erregte Wellenlänge nur die Elektronenlaufzeit von der Anode zum Gitter, und dann allerdings das angeschlossene Schwingungssystem. Wählen wir die bestimmten Spannungen e_m und e_a und ändern wir das Schwingungssystem so, bis wir die stärksten Schwingungen erhalten, dann soll die erregte Welle mit der Eigenwelle des Systems übereinstimmen. Nun soll es möglich sein, ohne Änderung der Wellenlänge die Spannung e_m zu ändern, wenn man nur die Spannungsdifferenz $e_m - e_a = e_{ma}$ konstant hält. In Fig. 1[1]) ist die durchgeführte Messung mit der Röhre Marconi Q veranschaulicht, und in Fig. 2 dieselbe Messung mit der Röhre Mars G (Elektra-Praha), durch welche die ausgesprochenen Folgerungen verifiziert wurden. Die Röhre Marconi Q hat kurze Ausführungen von der Anode und Gitter. Röhre Mars G

1) Die Messungen zu Fig. 1, 2 und 3 hat Herr J. János durchgeführt.

hat einen Normalsockel der Empfängerröhren. Der Messungsverlauf war folgender: Das Oszillationssystem war ein Lechersystem, dessen zwei 5-mm-Drähte mit einem Ende an das Gitter und Anode angeschlossen waren. Längs der Drähte konnte man eine Brücke verschieben, durch die der Schwingungskreis nach außen abgeschlossen war. Die Brücke bestand aus zwei quadratischen Platten, die durch einen kleinen Luftspalt voneinander getrennt waren. Durch die Mitte der Platten gingen die zwei Drähte des Systems hindurch, wobei jeder nur eine Platte berührte. An der Außenseite der Drähte waren die Spannungsquellen angeschlossen. Die

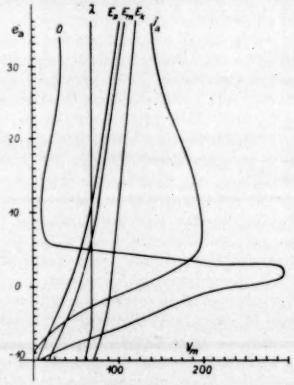


Fig. 2.

Stromzuführung zur Kathode wurde durch eine Längsbohrung eines Systemdrahtes hergestellt. Unter diesen Umständen haben die weiteren Zuführungen zur Batterie n keinen Einfluß auf die Intensität oder auf die erregte Wellenlänge.

Aufeinanderfolgend wurde bei nichtverändertem Schwingungssystem für verschiedene Werte der Anodenspannung die Gitterspannung gefunden, bei welcher die Schwingungen beginnen E_p, ein Maximum haben E_m und aufhören E_k. Im Maximum wurde die Wellenlänge λ, der Anodenstrom i_a und die Schwingungsintensität o bestimmt. Diese ist gegeben durch den Galvanometerausschlag in der Detektoranordnung, dessen Koppelung mit dem Oszillator während der ganzen Messung unverändert blieb. Bei der Röhre Marconi Q war die Drahtlänge des Schwingungssystems von den Elektroden zur Brücke 18,5 cm, bei Mars G 10,5 cm.

Wie aus Fig. 1 und 2 ersichtlich ist, blieb die Wellenlänge im Maximum vollständig konstant. Im ersten Falle war sie 190 cm, im zweiten Falle 74 cm. Der maximale Unterschied in den gemessenen Wellenlängen überschritt nicht 1 Proz. Der Spannungsunterschied $e_m - e_a = e_{ma}$ ist konstant, in beiden Fällen zufällig gleich und ca. 70 Volt. Es hängt das mit den verschiedenen Ausmaßen der Elektroden beider Röhren zusammen. Bei der Röhre Marconi Q waren die Halbmesser der Elektroden $r_a = 0{,}77$ cm, $r_m = 0{,}35$ cm, die Anodenlänge $l_a = 1{,}7$ cm, die Gitterlänge $l_m = 2{,}2$ cm. Die Röhre Mars G hatte $r_a = 0{,}35$ cm, $r_m = 0{,}15$ cm. Weiter sehen wir aus Fig. 1, daß die Wellenlänge unabhängig vom Anodenstrom ist. Dagegen ist die Schwingungsintensität am größten beim größten Anodenstrom. Die Meßresultate bestätigten daher vollständig die Folgerungen der Theorie. Die erregte Wellenlänge zeigte sich vollständig unabhängig von der Gitter-Kathodenspannung.

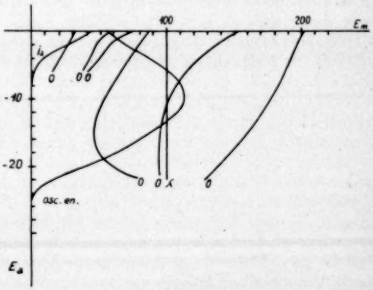


Fig. 3.

In Fig. 3 ist das Meßresultat mit der Röhre Marconi Q in negativen Anodenspannungswerten veranschaulicht (gemessen gegen das negative Kathodenende). Die Lage der Brücke war ungeändert wie im vorhergehenden Falle. Die Wellenlänge blieb im Maximum der Schwingungen für alle Spannungen e_m konstant. Es zeigten sich allerdings zwei Spannungsbereiche e_m, in denen die Schwingungen entstehen. Die Breite der Bereiche o verengt sich mit wachsenden e_a in negativen Werten rasch. Auch die Differenz $e_m - e_a = e_{ma}$ bleibt nicht konstant, sondern verringert sich mit wachsendem e_a in negativen Werten. Die Werte e_{ma} für die einzelnen Messungen waren folgende:

$e_a \ldots$	0	−2	−6	−10	−14	−20	
e_{ma} .	59	42	31	—	—	—	1. Bereich
e_{ma} .	150	130	114	89	80	72	2. Bereich

Im ersten Bereiche waren die Schwingungen schwächer als im zweiten. Auch diese Ergebnisse

sind in guter Übereinstimmung mit den Folgerungen der hier vertretenen Theorie. Wie an anderer Stelle gezeigt wurde, besteht zu den gegebenen Spannungswerten e_m und e_a nicht ein, sondern vielmehr mehrere Frequenzbereiche, welche ungefähr ganzzählige Vielfache des Grundbereiches sind, in welchen man Schwingungen erhalten kann. Umgekehrt ist es also möglich, in zwei oder auch mehreren Spannungsbereichen dieselbe Welle zu erhalten. Da die Elektronenlaufzeit von der Anode zum Gitter von e_{ma} abhängt, müßte das Verhältnis zweier aufeinanderfolgender Anode-Gitterspannungen, bei welchen dieselbe Welle erregt wird, gleich vier sein. In unserem Falle ist, wie aus der Tabelle ersichtlich ist, tatsächlich diese Bedingung erfüllt. Auch eine Verkleinerung von e_{ma} mit wachsendem e_a kann man leicht erklären. Bei einem negativen Wert e_a, gegenüber dem negativen Kathodenende würden wir erwarten, daß keines von den Elektronen, welche von der Kathode durch das Gitter hindurchgehen, auf die Anode auffällt. In Wirklichkeit sehen wir jedoch bei der Entstehung der Schwingungen immer einen solchen Strom. Ein Teil der Elektronen erreicht also doch die Anode. Ich habe mich mit diesem Verhalten an anderer Stelle[1]) näher befaßt. Der zurückkehrende Elektronenstrom entsteht nun nicht durch Umkehr des Primärstromes in der Anodenebene, sondern desto weiter von der Anode, je mehr die Anode gegenüber Kathode negativer ist. Dadurch verkleinert sich die Bahn, welche das Elektron zum Gitter durchlaufen muß. Um dieselbe Laufzeit zu erreichen, müssen wir bei höheren negativen Werten e_a die Spannung e_{ma} verkleinern, was gerade der Versuch bestätigt.

Die experimentellen Ergebnisse des Studiums der Methode Žaček führten zu ähnlichen Ungleichheiten und Abweichungen, denen wir auch bei der Methode B.K. begegneten. Während Žaček fand, daß die erregte Wellenlänge von der Spannung e_a und Intensität des magnetischen Feldes abhängt, hingegen unabhängig von dem angeschlossenen Schwingungskreis ist, fanden andere Autoren eine Abhängigkeit nur von der Intensität des magnetischen Feldes, andere hinwiederum auch vom Schwingungssystem. In der Tabelle unten ist das Meßresultat mit der Diode bei der Anodenspannung 117 Volt angegeben. Die Dimensionen der Elektroden waren: der Anodenhalbmesser 0,75 cm, die Länge 2,5 cm und der Halbmesser des Kathodendrahtes 0,055 mm. Die Ausführungen der Anode und Kathode waren ganz kurz und an den gegenüberliegenden Seiten des Glaskolbens ausgeführt. Das Schwingungssystem stimmte mit dem früher benutzten überein. Bei konstanter Anodenspannung e_a wurde die Abhängigkeit der Wellenlänge λ von der Drahtlänge l des Schwingungssystems bei optimaler magnetischer Feldstärke bestimmt. Das Schwingungssystem wurde fallweise um 4 cm verlängert, das magnetische Feld wurde dann so lange verändert, bis die stärksten Schwingungen erreicht waren. i_a ist die Intensität des Anodenstromes.

l cm	34	38	42	46	50	54	58	62
λ cm	212	220	232	245	257	271	285	302
i_a mA ...	16,6	17,0	16,4	16,4	16,1	16,1	16,1	16,2

Die Wellenlänge wuchs durchwegs linear mit wachsender Länge des Schwingungssystems. Das optimale magnetische Feld verschob sich nur ganz wenig mit zunehmendem System zu größeren Werten. Bei gegebenem Schwingungssystem veränderte sich unter dem Einfluß des variablen magnetischen Feldes die Intensität der Oszillationen wesentlich. Demgegenüber blieb die Wellenlänge nahezu unverändert. Diese Ergebnisse stimmen wieder gut mit der Theorie überein. Es bleibt also nur die Frage nach den abweichenden Ergebnissen anderer Autoren, von denen wir oben sprachen, ungelöst.

Nach unserer Auffassung kann man erwarten, daß die erregte Wellenlänge nur dann mit der Eigenwelle des Systems übereinstimmen wird, wenn diese der Mitte des Frequenzbereiches angehört. Wenn dem nicht so ist, dann hat die Phasenverschiebung der Intensität gegenüber der Spannung an der Röhre einen Einfluß auf die Wellenlänge der erregten Wellen. Meiner Ansicht nach ist aber häufig die Verschiebung der Wellenlänge dadurch verursacht, daß das Schwingungssystem nicht vollständig abgeschlossen ist, so daß die Zuführungen zu den Batterien als Bestandteile des Systems angesehen werden müssen. Die Anwendung verschiedener Drosselspulen hat sich nicht bewährt. So gab die Triode, welche in der gewöhnlichen Schaltung für Wellenerregung (wobei das Schwingungssystem von einem Rechteck gebildet wurde, dessen zwei gegenüberliegende Seiten sich verlängern ließen und wo in der Mitte einer übrigbleibenden Seite das Gitter und die Anode der Röhre angeschlossen waren und in der zweiten sich ein Kondensator von geringen Ausmaßen befand und über Drosselspulen die Elektrizitätsquelle der Anoden- und Kathodenspannung angeschlossen waren), bei einer bestimmten Länge der variablen Seiten des Schwingungssystems, Schwingungen von 5 m Wellenlänge, welche bei einer Änderung der Anodenspannung

1) Eine Übersicht über die früheren Ergebnisse: J. Sahánek, Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. **38**, 78–80, 1931.

unverändert blieben. Bei Vertauschung der Zuführungen der Anodenbatterie, so daß das Gitter an einem hohen Potential lag, die Anode an dem Kathodenpotential (also in B.K.-Schaltung) wurden Schwingungen gewonnen, welche bei Spannungsänderungen e_m zwischen 100—300 Volt die Wellenlänge von 150 cm auf 90 cm änderten. Zu höheren Spannungen konnte man nicht gehen, weil sich das Gitter bis zur Orangeglut erhitzte und eine Vernichtung der Röhre drohte. Aus dem Ergebnis sieht man, daß die so erregte Wellenlänge von dem angeschlossenen Schwingungssystem unabhängig ist. Demgegenüber erreichte ich stets, wenn ein vollkommen geschlossenes Schwingungssystem verwendet wurde, dieselben Ergebnisse, wie sie in Fig. 1—3 beschrieben sind.

Die Fähigkeit der Erregung von Hertzschen Wellen ist eine allgemeine Eigenschaft der Ionen und Elektronenentladungen.

Eingangs verwies ich auf die gemeinsame Eigenschaft der drei zur Erregung der Hertzschen Wellen verwendeten Methoden. Die Folgerungen, welche aus der Vorstellung fließen, daß gerade diese Eigenschaft die Erregung der Wellen bedingt, wurden experimentell überprüft und bestätigt. Es ist leicht, die gewonnene Erkenntnis durch die Behauptung zu verallgemeinern, daß wo bei Entladungserscheinungen in Gasen oder im hohen Vakuum zwischen zwei Elektroden ein Elektronenstrom aus einer Elektrode austritt und seine Austrittsintensität sich synchron mit der Elektrodenspannung ändert, es immer möglich ist, die Entladung zur Erzeugung ungedämpfter Hertzscher Wellen zu benützen. Die Lage und Breite der Frequenzbereiche hängt vor allem von der Elektronenlaufzeit zwischen beiden Elektroden und ihrer gegenseitigen Lage ab.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit ist der Aufsuchung neuer Entladungsarten im hohen Vakuum gewidmet, welche die oben angeführte Bedingung erfüllen, und der Erzeugung Hertzscher Wellen mittels dieser Entladungen.

Vor allem war das Augenmerk auf die Anordnung gerichtet, die Yagi und Okabe[1]) bei Erregung Hertzscher Wellen benutzten. Die Zylinderanode der Diode war durch einen Längsschnitt geteilt. Yagi und Okabe machten aus der verzweigten Zuführung zu beiden Hälften der Anode eine Schlinge, welche mit beiden Anodenhälften ein eigenes Schwingungssystem bildete. In unserem Falle war das Schwingungssystem in der Weise verändert, damit es wieder vollständig abgeschlossen sei. Vier parallele Drähte, die 3 mm dick waren, wurden in der Mitte mit Konusen versehen (Fig. 4a) *k*. Diese waren mittels Picein in Glasschliffe eines Glasstieles *s* gedichtet. Der Stiel war mit einem größeren Konus versehen. Am unteren Ende der Drähte *d* waren die Elektroden befestigt. Durch

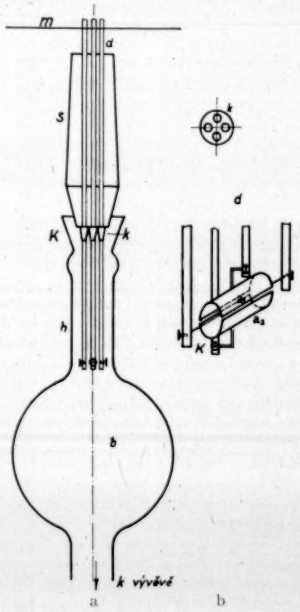


Fig. 4a u. b.

Einschiebung des Stieles samt den Drähten und Elektroden in den Hals *h* des Glaskolbens *b* und Verdichtung im Glasschliff *K* war die Röhre zur Evakuierung fertiggestellt, die durch eine dreistufige Diffusionsluftpumpe aus Stahl vorgenommen wurde. Zwischen Kolben *b* und Pumpe wurde eine Kühlung mit flüssiger Luft eingereiht. Längs der Drähte *d* konnte man außen wieder eine Plattenbrücke *m* verschieben, die aus vier Sektoren bestand, von denen jeder leitend mit einem Draht verbunden war. Die Enden der Drähte *d* waren mit Klemmen versehen, von denen die Zuführungen zu den Batterien führten. In Fig. 4b ist die Anordnung der Elektroden veranschaulicht, mit der die Versuche von

[1]) Zeitschr. f. Hochfrequenztechn. 1928.

Yagi und Okabe wiederholt wurden. Der Durchmesser des Anodenzylinders war 5 mm. Das magnetische Feld wurde durch einen größeren Elektromagneten erzeugt. Der Anodenstrom wurde für jede Hälfte separat gemessen. Die Anodenspannung hingegen war für beide Hälften dieselbe.

Die Wellenlänge der entstehenden Schwingungen wurde mittels Lechersystem gemessen, welches aus zwei 1 mm dicken Kupferdrähten bestand, die 2 cm voneinander entfernt waren und 3 m Länge hatten. Längs der Drähte war eine Plattenbrücke verschiebbar, die aus zwei quadratischen Blechen bestand, welche durch eine dünne Luftschicht getrennt waren. Jedes Blech berührte nur einen Draht. Die Brücke war mittels eines Bindfadens verschiebbar, der mit beiden Enden an der Brücke befestigt war und über zwei, an den Enden des Systemgestelles angebrachte hölzerne Rollen führte. An Enden der Drähte, die näher der Röhre waren, war ein Drahtring befestigt. In den Ring war ein Vakuumthermoelement eingeschaltet, das sich gegenüber der Eintrittstelle der Lecherdrähte befand. Am entfernteren Ende der Lecherdrähte waren die Zuführungen zum Galvanometer angeschlossen. Die Ebene des Ringes war in die Ebene der Drähte d des Schwingungssystems gelegt. Das Aufsuchen des Schwingungsbereiches der beschriebenen Röhre war nicht schwer. Bei gegebener Länge des Schwingungssystems (l ist die Entfernung der Elektroden von der Brücke m) wurde die Spannung schrittweise geändert. Bei jeder Spannung wurde die Intensität des magnetischen Feldes geändert, bis ein starkes Absinken der Intensität des Anodenstromes eintrat.

Die Versuche mit dieser Röhre zeigten, daß Schwingungen dann entstehen, wenn eine der Anodenintensitäten mit wachsender magnetischer Feldstärke sinkt, während die Stromstärke an der andern Anode wächst. Das bedeutet aber, daß ein Teil der Elektronen, die zuerst auf Anode a_1 auffallen, mit wachsender Feldstärke ihre Bahn so krümmen, daß sie jetzt auf Anode a_2 einfallen, ohne daß dabei der primäre Strom auf a_2 sich verringert. Es entsteht so ein Elektronenstrom von a_1 zu a_2, dessen Stärke sich mit der magnetischen Feldstärke, welche die Richtung der Kathode hat, ändern läßt.

Denken wir uns nun die Feldstärke so gewählt, daß wir in der Mitte des Stromabfalles auf a_1 und des Stromzuwachses auf a_2 sind, wobei beide Anodenhälften dasselbe Potential gegenüber der Kathode haben. Wenn sich nun das Potential e_{a_1} ein wenig verringert, verkleinert sich auch die Stärke des auf a_1 auffallenden Elektronenstromes und vergrößert die Intensität auf a_2 und umgekehrt. Der von a_1 zu a_2 gehende Strom ändert sich also gleichzeitig in der Ebene der Elektrode a_1 mit der Spannung $e_{a_1 a_2}$. Schließen wir das Schwingungssystem an beide Anoden an, dessen Eigenfrequenz in den Frequenzbereich der Oszillationen fällt und der der Elektronenlaufzeit ϑ zwischen a_1 und a_2 zugehört, so können wir das Entstehen von Schwingungen erwarten, deren Wellenlänge und Intensität sich nach den Regeln richten wird, die in den vorangegangenen Fällen besprochen wurden. Bei vollständiger Zylindersymmetrie der Elektroden sollte der Strom an beiden Anoden gleichzeitig sinken. Die gefundene Anomalie wird sich deshalb um so eher zeigen, je mehr

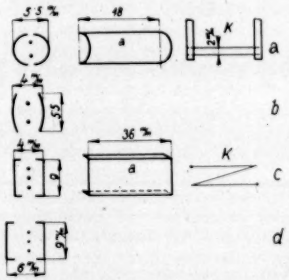


Fig. 5.

diese Symmetrie gestört ist. Deshalb wurden bei den weiteren Versuchen Elektroden verwendet, deren Dimensionen und Anordnung in Fig. 5 gekennzeichnet sind. Zuerst wurde die Symmetrie der Kathode gestört. Es werden zwei parallele Drähte (a, b), dann drei hintereinandergeschaltete Fasern (c, d) benutzt. Später wurde auch die Zylinderform der Anode in eine weniger gekrümmte Fläche und später in eine Ebene mit umgebogenen Rändern verwandelt, um das Entstehen eines Elektronenstromes an den äußeren Seiten der Elektroden zu verhindern. Mit allen diesen Röhren wurden Bereiche gewonnen, bei denen mit wachsendem Magnetfeld eine von den Anodenintensitäten sank, während gleichzeitig die Intensität an der zweiten Anode wuchs. In Tabelle I sind die vorgängigen Messungen mit der Röhre angegeben, aus denen dieselben Eigenschaften des Schwingungsvorganges ersichtlich sind wie in den früheren Fällen.

Bei konstantem Schwingungssystem läßt sich die Wellenlänge durch Änderung der Spannung e_a oder der magnetischen Feldstärke nur wenig ändern, ausgenommen, wenn sie auf die Zwergwelle springt. Durch Änderung des Schwingungssystems, d. h. durch Verschiebung der

Tabelle I.

l ist die Länge des Schwingungssystems (Fig. 4), $e_{a_1} = e_{a_2}$, i_m = Magnetstrom.

Elektroden	l cm	e_a Volt	i_m Amp.	λ cm	
a	54	192	2.35	80	
	54	240	2.35	80	Die Welle $\lambda = 80$ cm ist eine
	54	260	2.35	230	Zwergwelle zur Welle $\lambda = 230$ cm
	54	260	2.41	240	
a	54	392	3.5	236	
	51	392	3.5	228	
	48	392	3.5	228	
	44	392	3.5	226 u. 70	zwei Wellen gleichzeitig
	41	392	3.5	68	
	34	392	3.5	58	
b	52	400	7.5	204	
	40	400	7.5	180	starke Wellen
	35	400	7.5	176	bedeutend schwächere
	35	400	7.7	176	wieder stärkere
c	35.5	400	2.9	220	starke Wellen
	31	392	3.1	200	
	31	440	3.4	200	starke Wellen
d	30	260	1,58	20	schwache Wellen
	30	328	1,59	20	schwache Wellen
	30	332	1,59	230	

Brücke m, läßt sich bei konstanten e_a und i_m die Wellenlänge wesentlich verändern.

Intensivere Oszillationen als bisher wurden durch eine Röhre erzielt, in der die Elektroden selbst ein Oszillationssystem bildeten. Es wurden, wie in Fig. 6 angedeutet ist, wieder Halb-

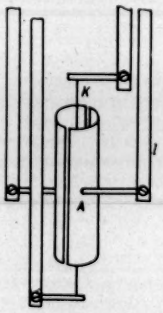


Fig. 6.

zylinderanoden verwendet. Ungefähr in der Achse des Anodenzylinders war die Kathode. Die Kathode war 10 cm lang, aus 0,2 mm starkem Wolframdraht. Die Anode hatte einen Durchmesser von 10 mm und war 10 cm lang. Die beiden Zuführungen zu den Anodenhälften waren in ihren Mitten befestigt. Die Länge der Zuführungen bis zur Brücke m war ein ganzzahliges Vielfaches der Anodenlänge, und zwar gleich 50 cm. In Tabelle II sind die Ergebnisse der Messung, bei welchen von der Anodenspannung 400 Volt ausgegangen wurde.

Die magnetische Feldstärke wurde verstärkt, bis sich Schwingungen zeigten, die am stärksten waren. Dann wurde ohne Änderung des Systems und des Magnetfeldes, die Anodenspannung schrittweise erhöht, die Wellenlänge und Stärke der Oszillationen bestimmt. Diese wurde durch den Galvanometerausschlag n bei abgestimmtem Lechersystem und stets gleicher Koppelung bestimmt.

Tabelle II.

$n = 100 \sim 3$ Milliamp. des Schwingungsstromes im Lechersystem, wobei der Widerstand des eingeschalteten Thermoelementes 20 Ohm war. Die Entfernung des Kopplungsringes von den Röhrenelektroden war ca. 1 m.

i_m Amp.	2,1	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,6	2,8
e_a Volt	400	500	600	650	700	750	800	900	900
λ cm ...	22	22	22	22	22	22	—	—	20
n	10	48	123	256	210	168	0	0	3

Die Anodenlänge ist näherungsweise gleich der Halbwelle. Die Elektroden schwangen ersichtlich wie ein Hertzscher Oszillator mit einem Spannungsknoten in der Mitte. Die Tabelle zeigt den breiten Spannungsbereich, in dem die Wellenlänge konstant blieb. Aus der Stärke der Oszillationen sieht man, wie sich der Frequenzbereich der möglichen Wellen mit wachsender

Spannung verschiebt. Zwischen 650 und 700 Volt stimmte die Mitte des Bereiches mit der Eigenfrequenz des Elektrodensystems überein. Bei 800 Volt war der Schwingungsbereich gegenüber der Eigenfrequenz des Systems so verschoben, daß keine Oszillationen entstanden. Bei noch größeren Spannungen als 900 Volt wurde durch Verstärkung des Magnetfeldes der Bereich so verschoben, daß wieder Oszillationen entstanden. Allerdings verkürzte sich die Wellenlänge um 10 Proz. Die analoge Erscheinung, nämlich die Entstehung eines veränderungsfähigen Elektronenstromes zwischen zwei Elektroden, kann man auch bei Benutzung eines senkrecht zur Achse der Elektroden gegebenen Magnetfeldes erwarten. Benutzt wurden Elektroden in der Einrichtung Fig. 5c. Von drei Kathoden glühte nur die mittlere. Das magnetische Feld war senkrecht zu ihrer Ebene. Das war deshalb notwendig, weil mit wachsendem Feld die glühende Kathode so ausbiegt (wenn das Feld die Richtung der Kathodenebene hatte), daß Gefahr einer Berührung mit der Anode bestand. Selbst in der zuerst angegebenen Anordnung konnte die Kathode nicht so erhitzt werden, daß sie im magnetischen Felde die benachbarte berührte. Allerdings blieben die Kathoden jetzt in einer Ebene. Die Emission war klein. Der Frequenzbereich war auch jetzt gefunden. Die Intensität der Oszillationen war aber sehr klein. In Tabelle III ist ein Teil der Messung verzeichnet, wobei die Koppelung des Detektorkreises vergrößert wurde. Auch hier änderte sich die Wellenlänge um höchstens 7 Proz., wenn sich die Anodenspannung oder magnetische Feldstärke bis zu 100 Proz. änderte.

Tabelle III.

i_m Amp.	2,75	3,95	3,15	5,4	3,25	4,9	3,15	4,9	5,4
e_a Volt	800	800	1150	1150	1300	1300	1500	1500	1500
λ cm	178	170	176	176	172	172	172	168	160
n	4	21	4	14	15	15	1	10	8

Wächst dann die magnetische Feldstärke in allen ausgeführten Fällen, so zeigte sich zuerst ein Stromabfall an einer Anode bei gleichzeitigem Stromzuwachs an der anderen Anode. Wurde das magnetische Feld weiter verstärkt, so zeigte sich entweder ein gleichzeitiges Absinken beider Intensitäten, aber nie gleichwertig, denn die Intensitätswerte waren verschieden oder es zeigte sich ein Anwachsen derjenigen Intensität, die früher sank und ein Abfall jener, welche früher anstieg.

In allen diesen Bereichen wurden Oszillationen sichergestellt. Besonders intensiv waren sie in dem zuletzt beschriebenen Bereich.

Die Diode ohne magnetisches Feld.

Die einfachste Entladungsbahn, die der auf S. 697 ausgesprochenen Forderung genügt, ist die Diode, wenn sie ein niedrigeres Anodenpotential als das Sättigungspotential hat. In diesem Falle ist das Anwachsen der Spannung synchron mit einem Anwachsen des Anodenstromes in der Kathodenebene begleitet. Bereits im Jahre 1928 habe ich auf die Möglichkeit der Wellenerregung mittels der Diode aufmerksam gemacht. Benutzt man die Zylinderanordnung der Elektroden mit der Kathode in der Achse der Zylinderanode, so erreicht man bei größerem Anodenhalbmesser den Sättigungsstrom bei größerer Anodenspannung, aber mit Rücksicht auf die Entfernung Anode—Kathode ist die Elektronenlaufzeit verhältnismäßig groß und dadurch auch die Wellenlänge groß. Die erzeugten Wellen wären demnach viel länger als die, welche wir erreichen wollten. Aber auch energetisch ist diese Anordnung, wie ich gezeigt habe, unvorteilhaft. Günstiger ist die Benutzung einer Anode mit kleinem Halbmesser in der Achse der Zylinderkathode. Bei dieser Anordnung erreicht man den Sättigungsstrom bei weit höheren Spannungen, und dadurch ist die Möglichkeit gegeben, Wellenlängen kleiner als 1 m zu gewinnen. In der Röhre, welche zur Bestätigung dieser Erwartung benutzt wurde, war die Anode ein Röhrchen aus Nickelblech mit dem Durchmesser 2 mm und 3 cm Länge. Die Kathode trugen zwei mit der Anode gleichachsige Ringe, die 2,5 cm voneinander entfernt waren. Auf einem Ringe war ein Zylindermantel aus Nickel befestigt, der bis auf 1 mm zum anderen Ringe reichte. Auf dem Mantel war ein 2 mm breiter Längsspalt, längs dessen Mittellinie ein 0,3 mm dünner Wolframdraht zwischen beide Ringe gespannt war. Dieser war jener Teil der Kathode, der Elektronen emittierte. Der Durchmesser der Kathode war 1 cm. Die Messung der Kennlinie zeigte, daß selbst bei 300 Volt Anodenspannung der Sättigungsstrom nicht erreicht wurde. Oszillationen zeigten sich bereits bei 75 Volt. Das Schwingungssystem war wie bei den vorhergehenden Fällen dasselbe. Die Steilheit der Kennlinie war klein. Bei Beginn der Oszillationen war nur 0,1 Milliamp./Volt. Bei steigender Anodenspannung wuchs sie allmählich, wie aus der Tabelle IV ersichtlich ist, in welcher einige Messungsresultate angeführt sind.

Tabelle IV.

l ist die Länge des Schwingungssystems von den Elektroden zur Brücke, i_a ist der Anodenstrom.

Intensität der Oszillationen	I.			II.			III.			
		maxim.	schwache	stärkere	maxim.	schwache	starke	noch stärkere	schwächere	
l cm	76	73	70	70	70	70	66	66	66	58
λ cm	114	108	102	102	101	103	97	95	93	84
i_a mamp.	13,6	13,6	13,6	16,2	19,4	22,6	23,0	26,8	22,0	22,0
e_a Volt	140	140	140	160	180	200	200	200	260	260

In Abschnitt I sieht man, daß die Wellenlänge den Veränderungen des Systems bei konstanter Anoden- und Heizspannung folgt. Der Frequenzbereich, in dem die Schwingungen auftraten, war in diesem Falle merklich enger als in den früheren Fällen. In Abschnitt II ändert sich bei konstantem System und konstantem Heizstrom die Wellenlänge unregelmäßig um 2 Proz., wenn die Spannung um 25 Proz. erhöht wurde. Die Wellenlänge ist einigermaßen von der Heizspannung beeinflußt, wie aus Abschnitt III zu sehen ist. Bei Anwachsen des Anodenstromes um 16 Proz. verkürzte sich die Wellenlänge um 2 Proz. Die Länge des Systems entspricht $3\lambda/4$.

Nachdem nun feststand, daß man in dieser Anordnung mittels Diode tatsächlich Hertzsche Wellen erzeugen kann, handelte es sich darum, die Röhre so umzubauen, daß die Intensität der Oszillationen wenigstens die in den früheren Fällen gefundene Stärke erreiche. Das gelang auch durch eine vorteilhafte Einrichtung der Röhre.

In Fig. 7 ist die Anordnung der Elektroden in der neuen Röhre angegeben. Das Schwingungssystem blieb unverändert. l sind seine Enden, an denen die Elektroden befestigt sind. Die Elektroden hatten wieder die Form eines Hertzschen Oszillators, wie in Fig. 6. Ihre Gesamtlänge war gleichfalls 10 cm. Es wurde erwartet, daß wieder Wellen von 20 cm Länge auftreten werden. Für andere Wellenlänge konnte man die Röhre durch Verschiebung der Brücke so einrichten wie früher. Die Anode bestand aus der 4,5 cm langen Walze A. Diese war mit einem 2 mm starken Kupferboden versehen, in welchem sich die Zuführung befand, welche in einem der Stäbe l endigte. In der Mitte des Bodens war ein 4,5 cm langer und 0,5 mm starker Wolframdraht durch ein Keilchen befestigt. Die Wahl dieses Drahtes, statt des früher verwendeten Nickelröhrchens, bewährte sich gut. Es war dadurch möglich, zu weit höheren Spannungen bei merklich größerem Anodenstrom zu gehen. Bei hohen Spannungen wurde die Heizspannung so reguliert, daß durch das Bombardement der erhitzte Anodendraht nicht rasch zerstäubt. Bei hohen Spannungen leuchtete er gewöhnlich weißer als der Draht der Glühkathode. Diese hatte die Form des Buchstabens V, in dessen Schenkel der Anodendraht reichte. Die Kathode war von zwei Halbwalzen gleichen Durchmessers wie die Anodenwalze umgeben. Jeder dieser Halbzylinder K war am oberen Rande an einer Kathodenzuführung l befestigt. Der Zylinderdurchmesser war 15 mm. Die mittlere Entfernung der Kathodenfaser von der

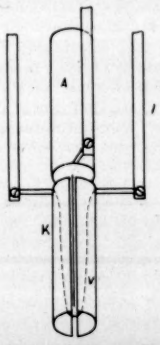


Fig. 7.

Anodenfaser war ca. 4 mm. Die Sättigungsspannung dieser Röhre lag bei 2500 Volt. Bei Spannungen um 1000 Volt herum war der Anodenstrom 40–60 Milliamp nach dem Glühgrade der Kathode. Die durch diese Röhre erzielten Oszillationen glichen sich durch ihre Intensität den allergünstigsten vorhergehenden Fällen an. Zuerst wurde bei unverändertem Oszillationssystem der Bereich der Anodenspannung e_a untersucht, in dem Oszillationen möglich sind. Für die einzelnen Spannungen wurden die Wellenlängen und Schwingungsintensitäten festgelegt. Für das System mit der Länge $l = 59{,}5$ cm wurde ein weit breiterer Spannungsbereich als bei den früheren Methoden gefunden. Die Wellenlänge änderte sich in diesem Bereiche praktisch nicht. In Tabelle V ist das Meßresultat angegeben. n ist, wie in den früheren Fällen, die gemessene Oszillationsintensität.

Tabelle V.

e_a Volt .	550	650	750	850	950	1150	1150	1250
λ cm ...	82	80	80	80	82	82	81	80
n	63	87	100	172	120	12	52	30

Das Oszillationsmaximum wurde bei 850 Volt erreicht. Bei 1150 Volt sank schon die Intensität der Schwingungen auf ein Zehntel des Maximalwertes. Durch Vergrößerung des Heizstroms wurden die Schwingungen wieder verstärkt, wie aus den letzten zwei Kolonnen ersichtlich ist. Die Oszillationsintensität war durch den Heizstrom stark beeinflußt. Von einem bestimmten Werte des wachsenden Heizstroms begann sich die Oszillationsintensität rapid zu verstärken. Bei weiterem Anwachsen des Heizstroms sank wieder die Intensität. Bei konstantem Glühen blieb die Wellenlänge im ganzen gefundenen Bereich der Anodenspannung fest. Es wurde auch die Abhängigkeit der Wellenlänge vom Schwingungssystem bei konstanter Anodenspannung $e_a = 600$ Volt und konstanten Glühstrom gefunden. In Tabelle VI sind neben den Längen des Schwingungssystems l, den Wellenlängen und Schwingungsintensitäten auch die ungeraden Vielfachen der Viertelwellenlänge angegeben, denen die Länge des Systems am nächsten ist.

Tabelle VI.

l cm	59,5	62	67	72	77	82	92	97
λ cm.....	78	82	88	92	93	94	83	84
n	20	25	23	14	8	3	2	16
$3\,\lambda/4$ cm ..	58,5	61,5	66	69	70	71	63	63
$5\,\lambda/4$ cm ..	—	—	—	—	—	117	104	105

Bei den ersten drei Messungen, bei denen die Intensität der Oszillationen größer war, entspricht die Länge des Systems gut $3\,\lambda/4$, bei weiterer Vergrößerung des Systems gelangen wir an den Rand des Frequenzbereiches, der der gegebenen Spannung e_a zugehört; die wachsende Phasenverschiebung zwischen Spannung und Intensität in der Diode verursacht, daß die Änderungen der Wellenlänge hinter den Änderungen des Schwingungssystems zurückbleiben. Die Intensität der Oszillationen war dabei ziemlich klein.

So wie man das System an ein weiteres ungeradzahliges Vielfaches der anfänglichen Viertelwellenlänge annäherte, sprang die Wellenlänge zurück. Die Intensität der Schwingungen wuchs wieder. Auch diese Diode verhält sich also ähnlich wie eine andere Einrichtung zur Erregung Hertzscher Wellen. Um kürzere Wellen zu erzielen, wurde der Durchmesser der Kathodenwalze auf 8 mm verringert und die Kathodenfaser der Anode auf die mittlere Entfernung von 2 mm genähert. Auch jetzt wurden ziemlich intensive Schwingungen gewonnen. Die Bezeichnungen in der Tabelle VII, in der die Messungsresultate angegeben sind, sind dieselben wie in den vorhergehenden Tabellen, nur k bezeichnet eine ganze Zahl, mit welcher die Viertelwellenlänge multipliziert, einen Wert ergibt, der in der Nähe der Länge des Schwingungssystems liegt. In der letzten Zeile sind die Werte dieser Vielfachen angegeben.

Die Messung erbrachte viel Interessantes. Bei demselben Schwingungssystem wie in dem

Tabelle VII.

l cm	59,5	59,5	59,5	59,5	59,5	77	79,5	81,5	84	78	78
λ cm	79	70	53	56	48	45	24	48	48	24,5	5
e_a Volt	400	600	960	1100	1250	1250	1250	1250	1100	1170	1230
n	28	6	17	50	10	21	9	60	60	63	2
k	3	3	4	4	5	7	13	7	7	13	31
$k \cdot \lambda/4$	59,5	52,5	53	56	60	78	78	84	84	78	77,5

eingangs erwähnten Falle wurde dieselbe Wellenlänge erreicht. Das Maximum der Intensität ist aber bei niedrigerer Spannung, was man mit Rücksicht auf die kleineren Dimensionen der Elektrode erwarten kann. Eine Vergrößerung der Spannung ist mit einer zunächst stetigen Verkürzung der Wellenlänge begleitet. Dann springt die Wellenlänge auf einen kleineren Wert, so daß die Länge des Systems ein anderes Vielfaches der Viertelwellenlänge ist. Mit wachsender Spannung kommt man über das Intensitätsmaximum dieser Welle heraus und die Welle springt wieder auf einen kleineren Wert, so daß die Systemlänge nun ein Fünffaches der Viertelwellenlänge ist. Nun wurde bei konstanter Spannung von 1250 Volt die Systemlänge geändert. Eine Verlängerung des Systems um 17 cm rief eine Verkürzung der Wellenlänge um 3 cm hervor. Das Siebenfache dieser Viertelwellenlänge ist aber wieder gleich der Systemlänge. Eine kleine weitere Vergrößerung des Systems führt zur ersten Zwergwelle usw.

Die kleinste erreichte Welle war 5 cm. Sie ist die neunte Zwergwelle, und ihre Intensität war klein. Es ist wahrscheinlich, daß ihre Entstehung mit der Elektrodenform zusammenhängt. Der Anoden- und Kathodenzylinder sind ungefähr jeder 5 cm lang.

Die Erregung von Schwingungen durch die Diode zeigt alle Eigenschaften früher benutzter

Methoden. Gegenüber diesen hat sie aber den Vorzug der Einfachheit. Es entfällt hier das Gitter oder die Quelle des Magnetfeldes. Dabei bleibt die Schwingungsintensität nicht hinter der Intensität anderer Methoden zurück. Es ist zu erwarten, daß sich die Schwingungsintensität noch erheblich vergrößern lassen wird. Dieser Bericht ist nach dieser Seite hin ganz vorläufig. In dieser Richtung sind die Untersuchungen im Gange.

Zusammenfassung.

Durch Analyse der bis jetzt benutzten Methode zur Erregung Hertzscher Wellen kam der Autor zu folgenden Schlußfolgerungen.

Jede Anordnung, bestehend aus zwei oder mehreren Elektroden in einem mehr oder minder verdünnten gasgefüllten Raum ist zur Erregung Hertzscher Wellen brauchbar, wenn sie diesen Bedingungen genügt: Es trete von einer Elektrode ein Elektronenstrom zur zweiten Elektrode aus, dessen periodische Intensitätskomponente in der Ebene der ersten Elektrode liegt und sich synchron mit dem periodischen Teil der elektromotorischen Kraft ändert, die an beide Elektroden angeschlossen ist. Die Elektronenlaufzeit zwischen beiden Elektroden sei von der Größenordnung der Periode der erregten Wellen.

Dann kann man für jede konstante Spannung zwischen den Elektroden oder für jede Elektronengeschwindigkeit, mit welcher sie aus der ersten Elektrode austreten, mehrere Schwingungsbereiche finden, in denen die Entladungsbahn fähig ist, Oszillationen zu erregen.

In dieser Arbeit wurden solche neue Entladungsbahnen gesucht und zwei gefunden. Bei der ersten besteht die Anode aus zwei Teilen, die gegenüber der Kathode auf gleichem Potential gehalten werden. Beide Anodenteile umgeben die glühende Kathodenfaser. Durch die Einwirkung des Magnetfeldes in jeder Richtung gegenüber den Elektroden ist es möglich, einen Elektronenstrom zwischen beiden Anoden zu erreichen, der die oben angeführten Eigenschaften besitzt.

Die einfachste Entladungsbahn, welche den oben angeführten Bedingungen genügt, ist die Diode, in welcher die Anode so gelegt ist, daß der größte Teil des Potentialabfalles zwischen ihr und der Glühkathode in der Anodenumgebung sich befindet. Dadurch erreicht man eine Verschiebung der Sättigungsspannung zu größeren Werten und dadurch auch eine kleine Elektronenlaufzeit von der Kathode zur Anode. Man kann dann mittels einer solchen Diode Wellen von Dezimeter- oder Zentimeterlänge erregen. In beiden Fällen handelte es sich um einen Elektronenstrom im hohen Vakuum. Verkleinerte man die Verdünnung, so daß eine schwach leuchtende Entladung entstand, ging der Anodenstrom in den Sättigungsstrom bei verhältnismäßig kleiner Spannung über und es war unmöglich, Oszillationen zu erzielen. Schwingungen wurden aber erreicht, wenn die Verdünnung weiter verkleinert und das Glühen der Kathode vergrößert wurde, so daß der Anodenstrom einige Zehntel Ampere betrug. Die Entladung war mit einer raschen Zerstäubung der Elektroden begleitet, so daß man keine Messung durchführen konnte. Diese Erscheinung führt zur Meinung, daß die Erregung Hertzscher Wellen in elektrischen Lichtbogen, wie sie der Autor früher fand[1]), auch durch eine ähnliche Erscheinung wie in den Elektronenröhren verursacht wird. Der Autor erreichte Wellen unter 1 m mit einer Lampe, deren Elektroden die Form eines linearen Hertzschen Oszillators hatten, in dem die Funkenstrecke durch eine Lichtbogenentladung ersetzt war, welche zwischen einer gekühlten Kupferkathode und Kohlenanode in Leuchtgas, bei normalem Atmosphärendruck, brannte. Der Lichtbogen mußte ganz kurz, zwischen 1—2 mm, sein. Der Kohlendurchmesser war 5 mm. Das Licht des Bogens war bei der Erregung der Oszillationen von den Kupferdämpfen, trotz der Wasserkühlung der Kathode, gefärbt. Der Autor nimmt an, daß auch in diesem Falle aus dem Kathodenfleck ein Elektronenstrom austritt, welcher sich synchron mit der periodischen Spannung, welche durch das Oszillationssystem am Bogen hervorgerufen wird, ändert. Es ist nicht ausgeschlossen, daß man durch eine vorteilhafte Erniedrigung des Druckes die Wellenlänge verkleinern und die Intensität der Schwingungen vergrößern könnte. Den durch die beschriebene Lichtbogenlampe erregten Oszillationen gehörten Wellenlängen an, welche nahezu dem Zweifachen der Länge des Oszillators entsprachen und viel schwächer waren als die Schwingungen, die durch die in dieser Arbeit beschriebenen Methoden erzielt wurden.

1) J. Sahánek, Hertzsche Wellen, die von einem elektrischen Lichtbogen ausgesendet werden (tschechisch). Die Schriften der naturwissenschaftlichen Fakultät der Masaryk-Universität, Nr 45, 1927.

Brünn, 1. Juli 1932, Physikalisches Institut der Masaryk-Universität.

(Eingegangen 8. Juli 1932.)

BESPRECHUNGEN.

H. v. Mangoldt's Einführung in die höhere Mathematik für Studierende und zum Selbststudium. Vollständig neu bearbeitet und erweitert von K. Knopp. Zweiter Band: Differentialrechnung; Unendliche Reihen; Elemente der Differentialgeometrie und der Funktionentheorie. Gr.-8°. XV und 634 S., mit 108 Fig. 6. Auflage. Leipzig 1932. S. Hirzel. RM 22.50, geb. RM 25.—.

Auch die vorliegende Neubearbeitung des zweiten Bandes dieses bekannten Lehrbuches zeichnet sich aus durch eine sehr glückliche Verbindung von Übersichtlichkeit und Verständlichkeit mit Ausführlichkeit und Zuverlässigkeit (vgl. die Anzeige des ersten Bandes). Die Neubearbeitung unterrichtet übrigens, um nur noch eines zu nennen, nicht nur über alle Grundfragen, sondern bringt auch Einzelheiten, die man bisher in derartigen Einführungen ungern vermißt hat. So werden z. B. nirgends differenzierbare Funktionen, Peano-Kurven u. a. konstruiert. Es sind das Dinge, die schon dem Anfänger das Verständnis für die Beziehung zwischen Anschauung und Denken vermitteln, ein Verständnis, welches ja gerade für den zukünftigen Naturwissenschaftler so überaus wichtig ist. Ein ausführliches Register ist dem schön ausgestatteten Bande beigegeben. Haupt.

Herbert Junghanns, Der Piano- und Flügelbau. Unter Mitarbeit von Hanns Neupert, Heinrich Riedel, Gustav Krebs, Hermann Jedele, Gustav Lenz. IV u. 254 S., mit 100 Abb. Dr. Max Jänecke, Leipzig 1932. Preis kart. RM 8.—.

Die Literatur auf diesem Gebiete ist ziemlich dürftig. Das hat einmal seinen Grund in dem Umstande, daß der Flügel fast nur auf erfahrungsmäßiger Grundlage zu bedeutender Vollkommenheit gebracht wurde und der reine Praktiker selten Bücher schreibt, und andererseits darin, daß eine große Anzahl praktischer Erfahrungen, die für den Bau von Instrumenten maximaler Güte von größter Bedeutung sind, tatsächlich schwierig zu referieren sind, ganz abgesehen davon, daß sie meist als Fabrikgeheimnis betrachtet werden. Aber gerade diese Erfahrungen wären, richtig präzisiert, für den Physiker von Interesse.

In dem vorliegenden Buche, das aus Unterrichtsbedürfnissen entstanden ist, werden im wesentlichen die bekannteren Grundlagen physikalischer und technischer Art mitgeteilt, und zwar für Praktiker, denen nur ganz wenig Theorie zugemutet werden kann. Trotzdem ist das Buch auch für den technischen Akustiker durchaus von Interesse; bei kritisch-physikalischer Lektüre wird er manche Anregung finden. Nach einem sehr guten historischen Kapitel werden in II akustische Grundlagen (vorwiegend Saitenschwingungen) gegeben, während in III (Praxis des Piano- und Flügelbaus) und IV (Halbfabrikate) die technische Seite behandelt wird. Gut ist das Referat der wertvollen Arbeit von Pfeiffer über „Taste und Hebeglied", wie überhaupt die Behandlung der bekanntlich hochentwickelten „Mechanik" beachtlich ist. Das Schlußkapitel V über das Selbstspielpiano hätte wegen gänzlich verfehlter Darstellung zugunsten der anderen wegbleiben können; z. B. wäre näheres Eingehen auf die Berippung des Resonanzbodens erwünscht gewesen. Trotz mancher physikalischen Mängel der Darstellung muß das gutausgestattete Buch jedem klavierspielenden Physiker empfohlen werden. H. Hörig.

R. Rothe, Höhere Mathematik für Mathematiker, Physiker und Ingenieure. Teil IV: Übungsaufgaben mit Lösungen; Formelsammlung. Unter Mitwirkung von O. Degosang. 1. Heft: Zahlen; Veränderliche und Funktionen; Hauptsätze der Differentialrechnung und Grundformeln der Integralrechnung (= Bd. 33 der Sammlung: Teubners mathematische Leitfäden). 8°. 52 S., mit 56 Abb. Leipzig und Berlin 1932. B. G. Teubner. Geh. RM 2.—.

Bringt als Ergänzung des, hier bereits angezeigten, bewährten Leitfadens des gleichen Verfassers eine große Zahl von Aufgaben, unter Berücksichtigung auch der Anwendungen. Haupt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dr. Zdenko Herrmann an der Deutschen technischen Hochschule Prag für Physikalische Chemie und für Röntgenologie und ihre Anwendung in der Chemie, an der tschechischen Karls-Universität in Prag Fräulein Professor Dr. Albina Dratvova für Philosophie der exakten Naturwissenschaften.

Ernannt: Der Assistent am Astronomischen Recheninstitut in Berlin-Dahlem Dr. Kahrstedt zum Observator an demselben Institut, der Privatdozent für chemische Technologie organischer Stoffe an der Technischen Hochschule Wien und Honorardozent für Warenkunde an der Universität Wien Dr. Otto Zekert zum a. o. Professor ebenda, der Professor für theoretische Physik an der Universität Bristol I. E. Lennard-Jones zum John-Humphrey-Professor für anorganische Chemie an der Universität Cambridge, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Robert Sauer zum a. o. Professor für darstellende Geometrie und angewandte Mathematik.

Ehrung: Dem früheren ord. Professor der Experimentalphysik an der Universität Heidelberg Geheimen Rat Dr. Philipp Lenard wurde von der Universität Graz der Dr. phil. ehrenhalber verliehen.

Gestorben: Der ord. Professor für Chemie in Moskau Dr. Eugen J. Spitalsky, der frühere Professor der Chemie an der landwirtschaftlichen Hochschule Aas (Norwegen) John R. F. Sebelien, der Leiter der colorimetrischen Arbeiten des Bureau of Standards in Washington Irwin G. Priest.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.